ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 10 JUILLET 1944.

PRÉSIDENCE DE M. CHARLES MAURAIN.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce à l'Académie que la prochaine séance annuelle des prix aura lieu le lundi 18 décembre 1944.

CYTOLOGIE. — *La genèse du cnidocyste et du spirocyste de l'*Anemonia sulcata *Penn. Rôle du centrosome dans ce phénomène.* Note de M. **Édouard Chatton** et M[lle] **Odette Tuzet**.

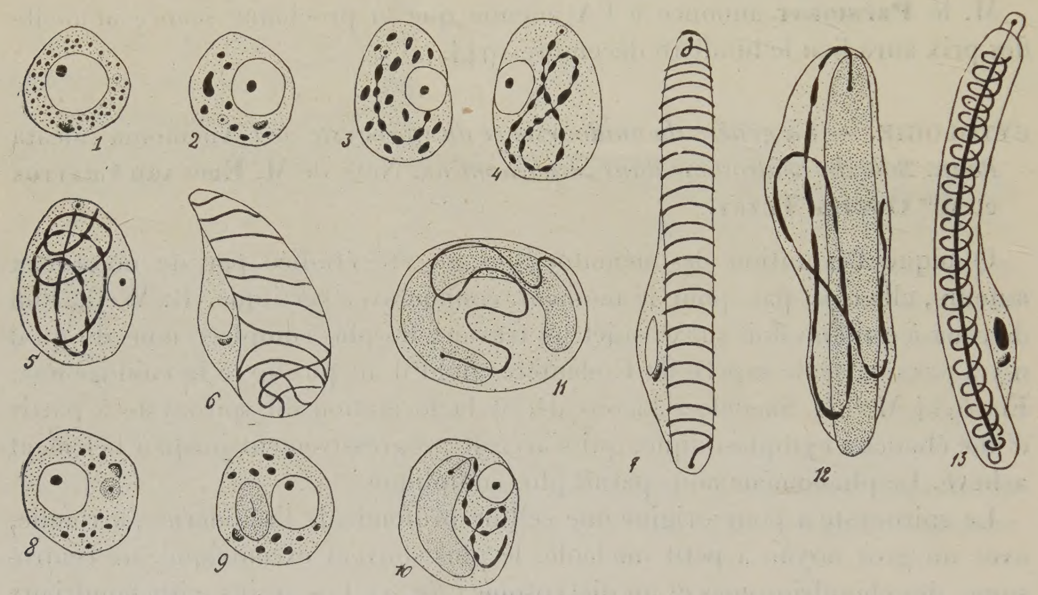
Quoique l'évolution des nématocystes ait été étudiée par de nombreux auteurs, elle n'est pas, pour le moment, connue avec certitude. R. Weill, l'un de ceux à qui l'on doit sur ce sujet les travaux les plus complets, nous dit qu'il n'y a pas une seule espèce de Cœlentérés dont il ait pu suivre la cnidogenèse. En 1934 M[me] de Saedeleer-Jacobs décrit la formation du spirocyste à partir d'une ébauche cytoplasmique, qui s'accroît progressivement jusqu'à l'élément achevé. Le phénomène nous paraît plus compliqué.

Le spirocyste a pour origine une cellule profonde de l'ectoderme, arrondie, avec un gros noyau à petit nucléole, le plus souvent excentrique, un centrosome, des chondriosomes et un dictyosome (*fig.* 1). Les grains mitochondriaux se fusionnent, donnant des granules plus gros qui ensuite se multiplient (*fig.* 2). Le centrosome, devenant polaire, pousse un flagelle intracellulaire qui s'allonge et sur lequel se plaquent les mitochondries (*fig.* 3). Celles-ci finissent par former à la surface du flagelle un manchon continu. Cependant le noyau diminue de taille et s'excentre. Le dictyosome (élément de Golgi) reste inactif au voisinage du centrosome. Le filament, d'abord enroulé d'une façon quelconque, régularise son cours hélicoïdal sénestre. Il se différencie autour de lui une gaine qui ne laisse à l'extérieur d'elle qu'un reliquat protoplasmique avec le noyau et le dictyosome (*fig.* 6). En même temps la cellule s'allonge et devient ovoïde. Le jeune spirocyste a déjà les caractères de l'élément achevé. C'est un étui mince, encore court et assez large, dans lequel le filament est enroulé. Le reliquat protoplasmique, avec le noyau et le dictyosome, est sur le

côté de la capsule qui s'allonge. Le filament, désormais intracapsulaire, s'amincit et régularise ses spires (*fig.* 7). Complètement achevé, le spirocyste est fait de la capsule à paroi mince contenant le filament cnidogène hélicoïdal. Celui-là montre le centrosome à son extrémité postérieure et à son extrémité antérieure, un granule d'origine sécrétoire sortant le premier du tube au moment de la détente.

La cellule mère du nématocyste est constituée comme celle du spirocyste. Les fins chondriosomes se fusionnent en grains plus gros et s'accroissent, mais moins que dans le spirocyste. Le noyau se condense. Une zone arrondie (*fig.* 8), puis ovoïde (*fig.* 9), se différencie autour du centrosome. Elle prend l'aspect d'une inclusion. C'est l'ébauche de la capsule du nématocyste.

Du centrosome pousse un filament qui sort de l'ébauche de la capsule (*fig.* 10). Pendant la formation de ce prolongement l'ébauche s'allonge, prend



Anemonia sulcata Penn. Spirocyste, stade du développement de 1 à 7.
Nématocyste, stade du développement de 8 à 13.

des contours mieux définis et se colore plus fortement. Au fur et à mesure de la poussée du flagelle intracytoplasmique, les mitochondries se portent sur lui et le recouvrent. Mais ici le manchon mitochondrial est plus mince que celui du spirocyste.

L'étui continue de s'allonger et se recourbe sans sortir de la cellule (*fig.* 11). Une fois achevé il se redresse. Dans son tiers antérieur nous avons le centrosome prolongé par la partie intracapsulaire du flagelle. Lui faisant suite est le filament extracapsulaire. Ce filament extracapsulaire (*fig.* 12) se transforme en un tube creux, puis s'introduira dans la capsule en s'invaginant selon un processus que nous décrirons ultérieurement. C'est le centrosome transformé

en anneau, qui, en émigrant vers la partie postérieure de l'étui, prélude à ce mouvement. Devenu intracapsulaire, le filament s'enroule longitudinalement, c'est-à-dire parallèlement à l'axe cnidogène formé par la première partie du dérivé centrosomien. Ensuite une hélice régulière, à enroulement dextre, s'organise normalement à l'axe (*fig.* 13). Pendant cette évolution, le noyau subsiste dans la cellule mère du nématocyste tout en s'amenuisant et prend petit à petit un aspect pycnotique. Le dictyosome est toujours au voisinage de l'étui et gardera cette position à la périphérie de la capsule.

Dans le nématocyste entièrement constitué, le noyau est, avec le dictyosome, dans du protoplasme résiduel latéral. Les dernières différenciations du nématocyste se forment alors. L'étui, fortement colorable, est fermé par un opercule dont les réactions tinctoriales sont différentes de celles de la capsule. Il contient un granule, probablement de sécrétion, porté par un court filament comme par un pédoncule (*fig.* 13).

A l'intérieur de l'étui, le filament cnidogène a, à sa base, le centrosome. Il est prolongé par le filament hélicoïdal fait d'un axe d'origine centrosomienne entouré d'une gaine de mitochondries.

Aux figures produites par le nématocyste nous rattachons des formations réfringentes, visibles *in vivo*, à axe bicuspide portant de courtes épines plus ou moins alternantes qui lui sont perpendiculaires, le tout figurant une arête de poisson paraissant contenue dans une matrice fusiforme. Seul Moroff (1909) les a figurées. Selon nous, elles sont étrangères à la genèse normale du nématocyste.

Chatton et Hovasse viennent de décrire ici même (10 janvier 1944) la cnidogenèse du Péridinien *Polykrikos Schwarzi*, où les phénomènes sont beaucoup plus compliqués que chez *Anemonia*. Nous ne pouvons les comparer ici. Les dictyosomes y figurent également. Dans les deux cas, on assiste à l'intervention initiale d'un centrosome ou cnidosome. Ainsi se trouve justifiée et généralisée aux Cœlentérés, l'interprétation que Chatton a émise dès 1925, à propos du *Polykrikos*, à savoir que le cnidocyste est un *dérivé de la cinétide*.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Gallica Pharmaceutica Acta. Recueil de Mémoires présentés à la Société de Pharmacie de Paris.

M. **Raymond Jouaust** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place vacante, dans la Section des Académiciens libres, par la mort de M. *Joseph Bethenod*.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la convergence d'une série entière dont le terme général a sa partie réelle bornée en deux points de la circonférence-unité.* Note de M. F. **Teissier du Cros**, présentée par M. Paul Montel.

Soit $Z = \Sigma \gamma_n z^n$ une série entière en $z = re^{i\theta}$.

Théorème. — *Si la partie réelle a son terme général borné en deux points, d'arguments* θ_1 *et* θ_2, *de la circonférence* $r = 1$, *et si le nombre* $\omega = (\theta_2 - \theta_1)/\pi$ *est algébrique irrationnel, la série converge dans le cercle.*

Posons

$$\theta = \theta_1 + \pi\theta', \qquad \gamma_n e^{ni\theta_1} = a_n + ib_n \qquad (a_n,\ b_n,\ \text{réels}).$$

La partie réelle de $\gamma_n z^n$ est

$$(a_n \cos n\pi\theta' + b_n \sin n\pi\theta').r^n = t_n(\theta').r^n,$$

et l'on a

$$a_n^2 + b_n^2 = |\gamma_n|^2.$$

Par hypothèse, il existe une borne A telle que

$$|t_n(0)| < A, \qquad |t_n(\omega)| < A,$$

d'où

$$|a_n| < A, \qquad |a_n \cos n\pi\omega| < A, \qquad |b_n \sin n\pi\omega| < 2A;$$

$\sin n\pi\omega$ n'étant jamais nul, on en déduit que

$$|\gamma_n|^2 < A^2\left(1 + \frac{4}{\sin^2 n\pi\omega}\right).$$

Appelons d le degré de ω. D'après un *théorème de Liouville*, il existe un entier N tel que, pour n entier supérieur à N et pour p entier quelconque, on ait toujours

$$|n\omega - p| > n^{-d}.$$

Choisissons l'entier p de manière que

$$|n\omega - p| < \frac{1}{2},$$

nous aurons, pour $n > N$,

$$\sin\pi|n\omega - p| = |\sin n\pi\omega| > \sin\pi n^{-d},$$

et nous pouvons écrire

$$|\gamma_n|^2 < \frac{4A^2}{\pi^2} n^{2d}\left(\frac{\pi n^{-d}}{\sin\pi n^{-d}}\right)^2\left(1 + \frac{1}{4}\sin^2\pi n^{-d}\right).$$

Comme la racine $n^{\text{ième}}$ de chacun des facteurs du second membre tend vers l'unité quand n augmente indéfiniment,

$$\overline{\lim}\,|\gamma_n|^{\frac{1}{n}} \leqq 1,$$

ce qui est une condition suffisante pour que la série Z converge dans le cercle.

Remarque. — Si la différence des arguments des deux points est *commensurable avec* π

$$\theta_2 - \theta_1 = \pi \frac{p}{q} \qquad (p,\ q \text{ entiers}),$$

la partie réelle de la série entière $\sum_n i e^{-nqi\theta_1} B_n z^{nq}$ (B_n réel) a son terme général nul pour $\theta = \theta_1$ et $\theta = \theta_2$, mais on peut choisir les coefficients B_n de façon que le rayon de convergence ait une valeur quelconque. On voit que le résulta précédent n'est pas valable dans ce cas.

La convergence de la partie réelle en un *nombre fini* de points de la circonférence-unité n'entraîne pas nécessairement la convergence de la série entière dans le cercle, lorsque rien n'est spécifié au sujet de la mesure des arcs qu'ils délimitent.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur l'approximation des nombres réels et un théorème de M. Teissier du Cros* [1]. Note de M. **Georges Valiron**, présentée par M. Paul Montel.

1. Étant donnés un nombre réel ω et p/n sa valeur (ou une valeur) la plus approchée à $1/n$ près (n entier positif, p entier), on a $r_n = |n\omega - p| \leq (1/2)$. *Lorsque* ω *est algébrique irrationnel,* on a d'après Liouville $r_n > A n^{-\alpha}$, pourvu que n soit assez grand, $\alpha \geq 1$ et $A > 0$ ne dépendant que de ω. Par suite, *si* $\varphi(x)$ *est une fonction donnée positive indéfiniment croissante avec* x *et telle que* $(\log x)/\varphi(x)$ *tende vers zéro lorsque* x *tend vers l'infini*, *on a*

$$\lim_{n=\infty} r_n^{\frac{1}{\varphi(n)}} = 1.$$

Cette égalité vaut quel que soit ω, si l'on y remplace lim par $\overline{\lim}$; on le voit sur le développement décimal. Soit un nombre ω du segment $(0, 1)$ pour lequel

$$\underline{\lim}_{n=\infty} r_n^{\frac{1}{\varphi(n)}} < 1. \tag{1}$$

A ω correspondent des $a < 1$ tels que, pour une suite infinie de valeurs de n, on ait $r_n < a^{\varphi(n)}$; ω appartient à une infinité d'intervalles

$$\left(\frac{q}{n} - \frac{a^{\varphi(n)}}{n}, \frac{q}{n} + \frac{a^{\varphi(n)}}{n}\right) \qquad (q = 0, 1, \ldots, n),$$

donc à des intervalles dont la somme des longueurs est arbitrairement petite. Pour chaque a les ω correspondants forment un ensemble de mesure nulle. Donnant à a une suite de valeurs tendant vers 1 et supprimant la restriction $0 \leq \omega \leq 1$, on voit que l'*ensemble* $E\{\varphi(n)\}$ *des nombres* ω *dont les*

[1] Voir ci-dessus, p. 44.

résidus r_n vérifient la condition (1) *est un ensemble de mesure nulle* (sur tout segment fini). Les nombres rationnels appartiennent à cet ensemble exceptionnel, les autres nombres exceptionnels sont transcendants; d'après Maillet, ce sont des nombres de Liouville, tout nombre est point de condensation de $E\{\varphi(n)\}$.

Le théorème donné par M. Teissier du Cros dans la Note précédente vaut pourvu que le nombre ω *de l'énoncé n'appartienne pas à l'ensemble* $E\{n\}$. *Cette condition relative à* ω *ne peut pas être améliorée.*

2. *Lorsque le quotient de* $\varphi(x)$ *par* $\log x \log_2 x$ *croît indéfiniment,* on peut définir des classes de fonctions entières $F(z)$, à croissance très lente, dont tous les zéros réels n'appartiennent pas à $E\{\varphi(n)\}$. On prend

$$F(z) = 1 + \sum_{1}^{\infty} \frac{a_m z^m}{R_1 R_2 \ldots R_m},$$

les R_m étant des entiers positifs tels que le rapport R_{m+1}/R_m tende vers l'infini avec n et chaque a_m étant pris arbitrairement parmi les $2M$ nombres ± 1, ± 2, ..., $\pm M$. D'après un résultat connu (Hadamard, *Comptes rendus*, 135, 1902, p. 1309; Valiron, *Thèse*, 1914, p. 16), tous les zéros de $F(z)$ de module suffisamment grand sont réels et distincts. Si ω est un zéro réel et p/n une valeur la plus approchée à $1/n$ près, on a

$$(2) \qquad F\left(\frac{p}{n}\right) = \left(\frac{p}{n} - \omega\right) F'(\zeta),$$

ξ tendant vers ω lorsque n croît indéfiniment (si ω est zéro multiple, on continue le développement). L'étude asymptotique de r_n est ramenée à l'étude du module du premier membre de (2). Or, on a, pour m assez grand,

$$(3) \qquad F\left(\frac{p}{n}\right) = \frac{A_m}{R_1 R_2 \ldots R_m n^m} + [1 + o(1)] \frac{a_{m+1}}{R_1 R_2 \ldots R_{m+1}} \left(\frac{p}{n}\right)^{m+1},$$

A_m étant un entier qui peut être nul. En supposant que $u_m = \sqrt[m]{R_m}$ croisse assez régulièrement, on obtient une borne inférieure du module de l'expression (3) en prenant pour m le plus petit entier pour lequel $2nR_{m+1} > a_{m+1} p^{m+1}$, sous la réserve que, pour cette valeur m, A_m ne soit pas nul; si $A_m = 0$, on remplace m par $m+1$. On voit que $1/|F(p/n)|$ est inférieur à $R_1 R_2 \ldots R_{q+1} n^{q+1}$, u_q devant être asymptotiquement égal à $|\omega| n$. Il suffit de supposer que R_m est asymptotiquement égal à e^v avec $v = B^m m^k$, $B > 1$, $k \geqq 0$, pour obtenir des classes de fonctions répondant à la question. Lorsque $\varphi(x)$ croît plus vite qu'il vient d'être indiqué, on emploie des fonctions R_m croissant moins rapidement, mais plus vite que e^{Hm} si grand que soit H.

3. Si l'on se donne une suite de nombres positifs indéfiniment croissants λ_n et si ω est un nombre réel quelconque, on peut définir les entiers p_n et les résidus ρ_n par la condition $\rho_n = |\omega\lambda_n - p_n| \leqq 1/2$. Si la fonction $\varphi(x)$ vérifie la

condition du n° 1, on voit encore que l'on a

$$\lim_{n=\infty} \rho_n^{\frac{1}{\varphi(n)}} = 1,$$

sauf pour un ensemble $E\{\lambda_n, \varphi(n)\}$ de nombres ω, de mesure nulle. On en déduit cette extension du théorème de M. Teissier du Cros :

Soit une série de Dirichlet $\Sigma b_n e^{-\lambda_n s}$ *telle que* $\lambda_n/\log n$ *croisse indéfiniment avec n et soit* d_n *la plus grande valeur absolue de la partie réelle du terme de rang n de cette série pour* $s = it$ *et* $s = it'$ (t *et* t' *réels,* $i = \sqrt{-1}$). *Si* $\overline{\lim}_{n=\infty} d_n^{1/\lambda_n} \leqq 1$ *et si* $\omega = (t - t')/\pi$ *n'appartient pas à* $E\{\lambda_n, \lambda_n\}$, *la série converge lorsque la partie réelle de s est positive; cette condition relative à* ω *ne peut pas être améliorée.*

Lorsque les λ_n sont entiers, les nombres algébriques irrationnels ne font pas partie de $E\{\lambda_n, \varphi(\lambda_n)\}$; pour les nombres rationnels, divers cas sont possibles (cas de $\lambda_n = c^n$ et de $\lambda_n = n!$).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur l'extension d'un théorème de Fatou et Privaloff.* Note de M. **Julien Kravtchenko**, présentée par M. Henri Villat.

1. On sait que la fonction analytique $\psi(z)$, nulle à l'origine, holomorphe pour $|z| < 1$ et dont la partie réelle se réduit à $\Phi(\sigma)$ pour $z = e^{i\sigma}$, $0 \leqq \sigma \leqq 2\pi$, $\Phi(0) = \Phi(2\pi)$, est donnée pour $|z| \leqq 1$ au moyen de la formule de Poisson sous la forme de M. Villat (¹)

$$(1)\quad \psi(z) = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} [\Phi(s) - \Phi(\sigma)]\frac{1 + ze^{-is}}{1 - ze^{-is}}\,ds + \Phi(\sigma) \qquad \text{avec} \int_0^{2\pi} \Phi(s)\,ds = \psi(0) = 0.$$

Le noyau de l'intégrale de (1) étant singulier pour $z = e^{i\sigma}$, la formule (1) n'a de sens sur $|z| = 1$, et, *a fortiori*, l'expression correspondante de $\psi(e^{i\sigma})$ n'est continue que si la fonction $\Phi(\sigma)$ possède un module de continuité assez régulier. Nous nous proposons ici de relier les modules de continuité de $\Phi(\sigma)$ et de $\psi(e^{i\sigma})$ dans des cas plus généraux qu'on ne l'a fait jusqu'à ce jour (²).

2. Rappelons que par module de continuité on entend une fonction $f(r)$, positive pour r positif, non décroissante, nulle pour $r = 0$ (³), bornée pour $0 \leqq r < \infty$. Les seuls

(¹) Cf. par exemple H. Villat, *Leçons sur l'hydrodynamique*, Paris, 1929, p. 70.

(²) A ma connaissance, le problème n'a été traité que dans le cas où $\Phi(\sigma)$ possède un module de continuité lipschitzien [cf. Fatou, *Thèse* (*Acta. Math.*, 30, 1906, p. 174)], höldérien (Priwaloff, *Bull. Soc. Math.*, 44, 1916, pp. 100-103), logarithmique [J. Kravtchenko, *Thèse* (*Journ. Math.*, 9ᵉ série, 20, 1941, pp. 65-69)].

(³) Le lecteur est prié de se reporter à mon Mémoire *Sur la continuité des dérivées du potentiel*, à paraître au *Journal de Mathématiques* en 1944. La présente Note a pour objet de mettre en évidence la parenté des méthodes employées, l'étude des potentiels d'une part et des intégrales du type (1) d'autre part.

modules $f(r)$ qui paraissent utiles dans les applications doivent posséder les propriétés suivantes : 1° l'intégrale

$$(2) \qquad \varphi(r) = \int_0^r \frac{f(r)}{r}$$

existe; la fonction $\varphi(r)$ qu'elle définit est un module de continuité; $\varphi(r)$ sera dit module *associé* à $f(r)$; 2° a étant une constante positive bornée, il existe une constante positive $K(f, a)$ telle que

$$(3) \qquad r\int_r^a \frac{f(s)}{s^2}\,ds \leqq K(f, a)\varphi(r),$$

si petit que soit r.

Il en résulte que, dans des cas très généraux, $f(r)\,|\log(1/r)|$ est aussi un module de continuité. Nous dirons que $\Phi(\sigma)$ vérifie une condition (f) si, quelles que soient les valeurs σ et σ_1 de l'intervalle $(0, 2\pi)$, on a

$$(4) \qquad |\Phi(\sigma) - \Phi(\sigma_1)| \leqq f[\,|\sigma_1 - \sigma|\,].$$

Dans tout ce qui suit, les hypothèses du paragraphe 2 seront supposées satisfaites.

3. Cela étant, $\psi(e^{i\sigma})$ définie par (1) et l'expression

$$(5) \qquad \psi_1(\sigma) = \int_0^{2\pi} \frac{[\Phi(s) - \Phi(\sigma)]}{s - \sigma}\,ds$$

possèdent, comme on le montre aisément, le même module de continuité, à une constante multiplicative bornée près. Posons alors $\eta = |\sigma_1 - \sigma|$ et partageons $(0, 2\pi)$ en trois intervalles partiels $E:(0, \sigma - 2\eta)$, $E_2:(\sigma - 2\eta, \sigma + 2\eta)$, $E_3:(\sigma + 2\eta, 2\pi)$ ([1]). La différence $|\psi_1(\sigma_1) - \psi_1(\sigma)|$ déduite de (5) se présente sous forme de somme de trois intégrales $\left|\int_{E_1} + \int_{E_2} + \int_{E_3}\right|$. Or, en vertu de (2) et de (4), $\left|\int_{E_1}\right|$ est majorée par un terme de la forme $\varphi[2|\sigma_1 - \sigma|]$; d'après (3) et (4), $\left|\int_{E_1}\right| + \left|\int_{E}\right| \leqq K(f, 2\pi)\varphi[2|\sigma_1 - \sigma|] + \text{const.} f(\eta)\left|\log\frac{1}{\eta}\right|$, ce qui fournit pour $\psi_1(\sigma)$ le module de continuité cherché. Si l'on pose

$$f(r) = \frac{1}{\left|\operatorname{Log}\frac{1}{r}\right|^n},$$

$n > 1$, on retrouve les résultats du paragraphe 11 de ma Thèse; si $f(r) = \text{const.}\, r$, on obtient le lemme de Fatou.

4. Posons maintenant $z = e^{i\sigma}$, $z_1 = \rho e^{i\sigma}$, $0 \leqq \rho \leqq 1$. Des raisonnements analogues à ceux du paragraphe 3 prouvent que $|\psi(z) - \psi(z_1)|$ [cf. ([1])] est majorée par une expression de même forme que $|\psi(e^{i\sigma}) - \psi(e^{i\sigma_1})|$, pourvu qu'on remplace $|\sigma_1 - \sigma|$ par $|z - z_1|$.

([1]) Toutefois E_1, par exemple, sera vide par définition, et E_2 se réduira à $(0, \sigma + 2\eta)$ si l'intervalle $(\sigma - 2\eta, \sigma + 2\eta)$ contient le point $s = 0$.

5. En continuant les conclusions des paragraphes 3 et 4 on arrive à cette conclusion ([5]) : la fonction $\psi(z)$ [cf. ([1])] admet le module de continuité const. $[\varphi[|z-z_1|]+f[|z-z_1|]|\log(1/z-z_1)|]$ dans tout le cercle $|z|\leq 1$.

ASTROPHYSIQUE. — *Étude spectrométrique du spectre continu de la nébuleuse d'Orion.* Note ([1]) de M. **Daniel Barbier**, présentée par M. Bernard Lyot.

1. Les nébuleuses dont le spectre est formé de raies d'émission, les nébuleuses planétaires par exemple, ou certaines nébuleuses diffuses telles que la grande nébuleuse d'Orion, montrent aussi, lorsqu'on les étudie avec un spectrographe très lumineux, un spectre continu assez faible pour les longueurs d'onde supérieures à la limite de la série de Balmer et plus intense dans l'ultraviolet. Cette dernière portion du spectre est évidemment attribuable au spectre Balmer de recombinaison de l'hydrogène; son étude photométrique doit permettre, en admettant que la loi de distribution des vitesses des électrons libres dans la nébuleuse est maxwellienne, de déterminer la température électronique [Cillié ([2])]. L'origine du spectre visible est plus douteuse, car le spectre de recombinaison Paschen paraît trop faible pour l'expliquer; on a envisagé la possibilité d'une diffusion, par la nébuleuse, de la lumière de l'étoile excitatrice.

2. Des mesures spectrophotométriques précises doivent permettre de résoudre définitivement les questions posées par les idées précédentes. Celles qui sont rapportées ici, relatives à la nébuleuse d'Orion, résultent de clichés obtenus à l'Observatoire de Haute Provence avec un spectrographe du type Arnulf-Lyot ([3]) à optique de quartz ouvert à F/2 et dont la dispersion est de 250 Å/mm à 3700 Å.

Le dispositif de gradation est celui proposé par V. Hirsch et Schön ([4]) et par Soleillet et Martelly ([5]). Leur méthode a été comparée à la méthode de diaphragmation du collimateur. La source de comparaison a été en général α CMaj. et exceptionnellement β Orion; on a utilisé pour ces étoiles les données spectrophotométriques déterminées par Barbier et Chalonge ([6]). Leurs spectres étaient élargis au moyen d'une lame de quartz dépolie sur ses deux

---

([5]) Je me suis inspiré ici de suggestions de M. A. Oudart, *Thèse* (*Sur le schéma de Helmholtz-Kirchhoff*, Paris, 1944, pp. 23-26; cf. spécialement les paragraphes 2-817, 2-826).

([1]) Séance du 26 juin 1944.

([2]) *Monthly Notices of the R. A. S.*, 92, 1931, p. 820.

([3]) *Réunions de l'Institut d'Optique*, 6e année, 1936, 6e réunion, p. 31; *Annales d'Astrophysique*, 6, 1943, p. 21.

([4]) *Zeitschrift für Astrophysik*, 1, 1930, p. 164.

([5]) *Journal de Physique*, 8e série, 2, 1941, p. 109.

([6]) *Annales d'Astrophysique*, 4, 1941, p. 30.

faces, disposée en avant de la fente du spectrographe. La transmission spectrale de cette lame a été étudiée.

Les corrections d'absorption atmosphérique ne sont pas considérables, la nébuleuse et l'étoile se trouvant à des distances zénithales comparables. Pour l'une des trois séries d'observations, on a déterminé directement cette absorption sur des spectres de la nébuleuse pris à des distances zénithales différentes : elle correspond sensiblement à une pure diffusion moléculaire.

3. Les résultats sont les suivants : Dans la partie du spectre de longueurs d'onde plus grandes que 3647 Å, les ailes des raies, d'origine instrumentale, se recouvrent en beaucoup d'endroits, ce qui empêche l'étude du spectre continu. En conformité d'ailleurs avec l'aspect des enregistrements, il n'a semblé possible de retenir que deux points à λ 4567 et à λ 4190 comme représentant réellement le fond continu. Dans l'ultraviolet au contraire, les raies étant pratiquement absentes, les points expérimentaux s'alignent très bien sur une droite en prenant $\log I$ et $1/\lambda$ comme coordonnées. En gros on peut dire que l'intensité du spectre continu est constante de chaque côté de la discontinuité de Balmer, mais 3,5 fois plus grande du côté ultraviolet.

Ces résultats sont en accord pour l'ultraviolet avec ceux trouvés par Greestein et Henyey (7); ils sont en désaccord complet pour le visible et pour la grandeur de la discontinuité de Balmer. Ceci provient incontestablement de l'emploi par ces auteurs d'un spectrographe sans lentille collimatrice, mis au point sur la nébuleuse et non sur la fente; les raies de leurs spectres avaient par suite une largeur considérable et les raies faibles formaient un faux spectre continu superposé au spectre vrai.

4. Il semble impossible d'expliquer le spectre visible par la diffusion de la lumière de l'étoile excitatrice, car les mesures relatives aux deux points où l'on atteint le spectre continu montrent que sa température de couleur est beaucoup plus basse que celle de l'étoile.

D'autre part on ne peut pas rendre compte du spectre ultraviolet par une température électronique vraisemblable. Il paraît par suite extrêmement probable que la distribution des vitesses électroniques n'est pas maxwellienne; cette hypothèse était d'ailleurs purement arbitraire, l'équilibre thermodynamique étant loin d'être réalisé dans une nébuleuse. Hagihara (8) a d'ailleurs montré récemment qu'elle ne doit pas être maxwellienne, et les premiers résultats qu'il a obtenus semblent indiquer déjà que sa théorie expliquera complètement le spectre continu de la nébuleuse d'Orion tel qu'il vient d'être observé.

---

(7) *Astrophysical Journal*, **89**, 1939, pp. 647 et 653.

(8) *Japonese Journ. of Astr. and Geoph.*, **17**, 1940, pp. 199 et 417; **18**, 1940, p. 89.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur les décompositions des équations de particules à spin quelconque.* Note [1] de M. **Jacques van Isacker.**

1. Considérons l'équation générale qui décrit l'état d'une particule de spin quelconque en l'absence de champ extérieur

$$(\mathrm{H}+\varkappa_0)\psi=0, \tag{1}$$

$$\mathrm{H}=\sum_{\mu=1}^{n}\frac{1}{n}\mathrm{H}_{(\mu)}, \qquad \mathrm{H}_{(\mu)}=\sum_{i=1}^{n}\Gamma^i_{(\mu)}\,\partial_i, \tag{2}$$

$$\Gamma^i_{(\mu)}=\mathrm{I}_{(1)}\times\ldots\times\gamma^i_{(\mu)}\times\ldots\times\mathrm{I}_{(n)}, \qquad \partial_i=ih\frac{\partial}{\partial x^i},$$

les $\gamma^i_{(\mu)}$ étant des systèmes de matrices de Dirac. On vérifiera aisément que H, $\mathrm{H}_{(1)}$, ..., $\mathrm{H}_{(n)}$ commutent entre eux; il en résulte l'existence d'un système de solutions de (1) qui vérifient également

$$\mathrm{H}_{(\mu)}\psi=h_\mu\psi. \tag{3}$$

Remarquons que

$$\mathrm{H}_{(\mu)}\mathrm{H}_{(\mu)}=\Sigma\,\partial_i\partial_i=-\hbar^2\square. \tag{4}$$

De (2) et (4) on tire

$$h_1^2=h_2^2=\ldots=h_n^2=\varkappa_0^2. \tag{5}$$

On obtiendra donc tous les systèmes de valeurs propres possibles pour (3) en prenant

$$h_\mu=h_\mu^{\nu\alpha}=-\varepsilon_\mu^{\nu\alpha}\frac{n\varkappa_0}{n-2\nu} \quad \text{avec} \quad \varepsilon_\mu^{\nu\alpha}=\pm 1; \qquad \sum_\mu \varepsilon_\mu^{\nu\alpha}=n-2\nu, \tag{6}$$

où $\nu=0,1\ldots(n-1)/2$ si n est impair, $=0,1\ldots(n-2)/2$ si n est pair. L'indice α permet de distinguer les C_n^ν systèmes de ε vérifiant (6).

Toute solution ψ de l'équation générale (1) peut donc s'exprimer sous la forme d'une somme de fonctions $\psi^{\nu\alpha}$ solutions des systèmes d'équations

$$[\mathrm{H}_{(\mu)}+\varepsilon_\mu^{\nu\alpha}\varkappa_\nu]\psi^{\nu\alpha}=0, \tag{7}$$

$$[\hbar^2\square+\varkappa_\nu^2]\psi^{\nu\alpha}=0, \tag{8}$$

correspondant donc à la masse $m_\nu=\varkappa_\nu/ic(\varkappa_\nu=n\varkappa_0/n-2\nu)$.

2. Multiplions l'équation (8) par devant, par la matrice unitaire

$$\mathrm{R}^{\nu\alpha}=\prod_1^n(\Gamma^1_{(\mu)}\Gamma^2_{(\mu)}\Gamma^3_{(\mu)}\Gamma^4_{(\mu)})^{\left(\frac{1-\varepsilon^\nu{}_{\mu\alpha}}{2}\right)} \tag{9}$$

---

[1] Séance du 5 juin 1944.

on obtiendra

(10) $$(H_{(\mu)} + \varkappa_\nu)\Phi^\nu = 0,$$

(11) $$(\hbar^2 \Box + x_\nu^2)\Phi^\nu = 0,$$

en posant

(12) $$\Phi^\nu = R^{\nu\alpha}\psi^{\nu\alpha}.$$

Par conséquent, toute solution de (1) pourra s'exprimer sous forme d'une somme de Φ^ν, solutions de (10). On voit également que les solutions des divers systèmes (7) se déduisent tous par (12) du système unique (10). Dans ce sens, les systèmes (7) ont mêmes propriétés physiques.

3. Lubansky [2] a donné une méthode générale permettant de décomposer le système (1) en groupes d'équations indépendantes. On peut étendre ces raisonnements aux systèmes (10) en remarquant que ce système (10) est équivalent à l'ensemble des systèmes (1) (avec $\varkappa_\nu$ au lieu de $\varkappa_0$) et (11). Or les équations de ce dernier système ne portent que sur une seule composante à la fois. Elles sont entièrement décomposées.

Considérons par exemple le cas où $n = 4$. Φ^ν a $4^4 = 256$ composantes, qui se répartissent suivant 6 groupes d'équations :

1 groupe	portant sur	35	composantes et correspondant au spin	2
3 groupes	» »	3 × 35	» »	1
2 »	» »	2 × 14	» »	0

Les 88 dernières composantes sont nulles en vertu des équations (10). Mme Tonnelat [3] a décomposé le système (10), pour $\nu = 0$, en 5 groupes d'équations distincts, mais il est facile de voir que son système S, relatif au graviton, à savoir

$$S\left\{\begin{array}{l}\partial_i\Phi(jk) - \partial_j\Phi(ik) = -\varkappa_0\Phi[ij]k,\\ \partial_i\Phi[ij]k = -\varkappa_0\Phi(jk),\\ \partial_i\Phi[jk]l - \partial l\Phi[jk]i = \varkappa_0\Phi([il][jk]),\end{array}\right.$$

se décompose lui-même en deux systèmes distincts S^0 et S^2 :

$$S^0\left\{\begin{array}{l}-\varkappa_0\Phi_i^0 = \partial_i\Phi^0,\\ -\varkappa_0\Phi^0 = \partial_i\Phi_i^0,\\ \quad\varkappa_0\Phi_{(ij)}^0 = \partial_i\Phi_j^0,\end{array}\right. \qquad S^2\left\{\begin{array}{l}-\varkappa_0\Phi^2(ij) = \partial_k\Phi^2[ki]j,\\ -\varkappa_0\Phi^2[ij]k = \partial_i\Phi^2(jk) - \partial_j\Phi^2(ik),\\ \quad\varkappa_0\Phi^2([ij][kl]) = \partial_i\Phi^2[kl]j - \partial_j\Phi^2[kl]i,\end{array}\right.$$

---

[2] *Physica*, **9**, III, 1942, p. 316.

[3] Mme Tonnelat, *Annales de Phys.*, **17**, 1942, p. 158; voir aussi L. de Broglie, *Théorie générale des particules à spin*, p. 181.

en posant

$$\Phi^0 = \frac{1}{3}\Sigma\Phi(ij); \qquad \Phi_i^0 = \frac{1}{3}\Sigma\Phi[ij]j; \qquad \Phi^0(ij) = \frac{1}{3}\Sigma\Phi([ik][jk]) + \frac{1}{3}\Phi(ij);$$

$$\Phi^2(ij) = \Phi(ij) - \delta_{ij}\Phi^0 - \Phi^0(ij); \qquad \Phi^2[ij]k = \Phi[ij]k + \delta_{ik}\Phi_j^0 - \delta_{jk}\Phi_0;$$

$$\Phi^2([ij][kl]) = \Phi([ij][kl]) + \delta_{il}\Phi^0_{(jk)} - \delta_{ik}\Phi^0_{(jl)} - \delta_{jl}\Phi^0_{(ik)} + \delta_{jk}\Phi^0_{(il)}.$$

Le système S^2 est identique au système d'équations données par Fierz (4) dans le cas du corpuscule de spin 2 et de masse non nulle.

COURANT ALTERNATIF. — *Sur la période d'un pendule entretenu par le courant alternatif.* Note de MM. **Edgar Hirschi** et **Pierre Mesnage**, présentée par M. Henri Villat.

La possibilité d'entretenir un pendule par le courant alternatif sans relation de fréquence est connue depuis quelque temps (1) : les présents essais ont été entrepris dans le double but de juger des qualités pratiques du système et d'essayer d'élucider quelques-uns des nombreux points restant obscurs dans la théorie.

Nous utilisons une pendulette 0,5 seconde Lepaute dont le contact est supprimé et l'aimant remplacé par un faisceau de fils de fer doux; la bobine est placée en série avec un condensateur permettant l'accord du circuit sur la fréquence du secteur. Des observations recueillies sur le fonctionnement de cette horloge, les unes rentrent bien dans le cadre de la théorie de Hartley-Rocard ; d'autres semblent indiquer des phénomènes notablement plus compliqués.

Au nombre des premières est l'existence d'un seuil de tension pour l'entretien correspondant à chaque valeur des éléments du circuit bobine-condensateur, et le minimum de ce seuil lorsque le circuit est *grosso modo* en résonance sur le secteur (résonance très peu accusée d'ailleurs). L'étude oscillographique du courant dans la bobine fait apparaître un déphasage entre la modulation du courant à la pulsation α du pendule et le mouvement de celui-ci, où l'on peut voir la trace de l'excès de la composante en $\omega - \alpha$ sur la composante en $\omega + \alpha$, excès qui est, suivant la théorie, responsable de l'entretien. On reconnaît que la modulation contient avec intensité les harmoniques 2α et 3α au moins.

En regard il y a d'abord l'absence d'autorégulation de l'amplitude, sérieux inconvénient, au reste, pour une horloge. Si la tension est inférieure au seuil d'entretien, le pendule s'amortit et s'arrête, mais, dès qu'elle le dépasse, le mouvement s'amplifie : on ne voit pas s'établir d'amplitude de régime, mais il

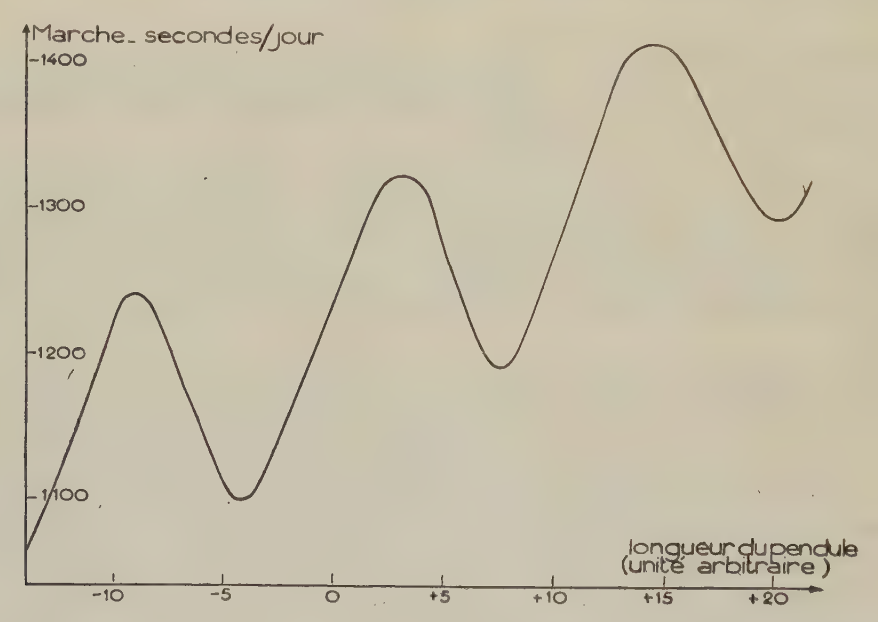
---

(4) *Helv. Phys. Acta*, **12**, 1939, p. 3.

(1) Cf. Bethenod, *Comptes rendus*, **207**, 1938, p. 847; et Rocard, *Revue Scientifique*, 1942, p. 20. Ce dernier article contient une bibliographie et l'exposé le plus simple de la théorie.

semble que, l'impulsion d'entretien augmentant avec l'amplitude, celle-ci ait tendance à croître sans limite. En disposant une butée élastique et en prenant une tension très légèrement amplificatrice, l'horloge a une marche très régulière.

Mais le fait le plus important et qui nous semble totalement étranger à la théorie est le suivant : si l'on fait varier la pulsation propre α_0 du pendule supposé libre en déplaçant la masse de réglage, la pulsation α du pendule entretenu, et par suite la marche de l'horloge varient comme il est indiqué sur la figure. Les variations de $\alpha - \alpha_0$ sont importantes et *périodiques*. La période

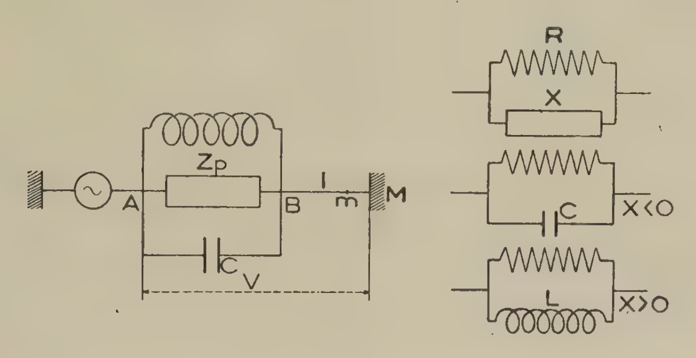


de ces variations, qui correspond à un changement de 0,00128 sec. de la période propre du pendule, semble à la fois sans rapport avec celle-ci comme avec celle du secteur. Les mesures de marche sont faites *à amplitude constante* (maintenue telle par l'opérateur puisque la stabilisation n'est pas automatique) : l'expérience a montré que c'était nécessaire pour avoir des résultats cohérents. La courbe figurée est une moyenne : en réalité la superposition des courbes obtenues en déplaçant la masse dans un sens et dans l'autre est imparfaite, ce qui est attribué à la non-constance de l'état magnétique du noyau, c'est-à-dire en fait à son hystérésis. Celle-ci joue certainement un rôle dans tout le phénomène : elle pourrait constituer à elle seule une cause possible d'entretien (²), et il importerait de séparer cet effet des autres. C'est pourquoi un des premiers contrôles que nous proposons d'effectuer consistera à recommencer les essais avec un noyau en anhyster. Un effet possible de la fréquence d'alimentation sera aussi à envisager. C'est seulement ensuite qu'on pourra songer à interpréter ces particularités.

(²) Comme M. Rocard l'a fait remarquer à l'un de nous dans une Note inédite.

OSCILLATIONS ÉLECTRIQUES. — *Sur l'impédance des tubes à gaz parcourus par une décharge de haute fréquence.* Note de M. **Pierre Mesnage**, présentée par M. Aimé Cotton.

J'ai indiqué [1] le principe des mesures : le gaz raréfié contenu dans un tube cylindrique est placé dans l'axe de la self d'un circuit accordé excité en tension. Self et condensateur étant étalonnés pour la fréquence utilisée (26 MHz), la mesure simultanée de V de I et de C (*fig.*) donne tous les éléments de



l'impédance du tube, en appelant ainsi celle d'un dipôle comportant résistance, self ou capacité qui, connecté de façon déterminée, peut être en imagination substitué au tube. J'évaluerai l'*impédance parallèle* Z_p correspondant au dipôle en parallèle sur le condensateur et la self du circuit, et dans Z_p je conviendrai de regarder la partie réelle R et la partie imaginaire jX, qui peut être soit une self ($X > 0$), soit une capacité ($X < 0$) comme étant en parallèle entre elles. Il est facile de transformer ces éléments pour les adapter à tout autre schéma.

La mesure de V se fait au moyen du voltmètre à diode déjà décrit [2]. Celle de I est réalisée de la manière suivante : la partie BM du circuit est un tube de cuivre rectiligne; en un point m voisin de la masse M on branche un voltmètre à lampes qui mesure la différence de potentiel mM. L'impédance de cette portion de circuit est calculable; elle se réduit pratiquement à la self de l'élément mM augmentée de la mutuelle entre cet élément et le reste du conducteur MB qui lui est adjacent [3]. On en déduit le courant; quelques vérifications m'ont montré que cette évaluation est correcte à quelques % près. Les mesures actuelles restent encore très dispersées, imprécision que j'attribue entre autres causes au peu de stabilité du régime de l'oscillateur.

Au point de vue de la *résistance*, les décharges se classent en deux types. Dans le premier la résistance est sensiblement indépendante du champ

(1) *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 702.

(2) Cf. par exemple Rosa, *Bull. Bureau of Standards*, 4, 1907, p. 301.

(3) Tubes préparés par M. Herreng.

électrique excitateur; c'est le cas de l'argon excité en régime *électrostatique*, pour parler comme Félix Esclangon ([3]). On peut alors attribuer aux gaz une conductibilité métallique γ et la calculer comme dans la Note précitée ([4]) ($\gamma = 0,11$ ohm^{-1}/cm pour une pression de $11^{mm},3$ 0,26 pour $p = 2^{mm}$). Dans le second type, correspondant à peu près au régime *induit* d'Esclangon, la résistance varie et souvent très vite avec le champ excitateur dont elle paraît dans toutes les conditions réalisées être une fonction décroissante ([5]). Cette variation dépend principalement du pouvoir ionisant et des échanges d'énergie des électrons en fonction de leur vitesse (argon, hydrogène, oxyde de carbone, vapeur de mercure). Dans ce dernier cas quand on augmente la pression, on retrouve les mêmes valeurs de la résistance dans des champs plus faibles. Les décharges les plus brillantes sont en général localisées dans un plasmoïde à bords définis, ce qui rend illusoire le calcul de la conductibilité effectué comme ci-dessus. La résistance parallèle s'abaisse par exemple de 3000 à 500 ohms avec le même tube à argon en passant du premier régime au second.

La *partie imaginaire* de l'impédance Z_p peut avoir l'un ou l'autre signe. Dans les gaz (argon, oxyde de carbone), elle équivaut à une capacité.

Exemples :	R.	X.
argon, pression 11^{mm}	20000 Ω	—30000 Ω
» » 2^{mm}	8800	—20000
oxyde de carbone (conditions du max. de puissance dépensée).	4000	—15000

Dans les valeurs métalliques (mercure, zinc, cadmium), elle équivaut à une self et décroît quand le champ excitateur et la pression augmentent.

	Pression (mm).	V.	R.	X.
Exemples : vapeur de mercure	$0,4.10^{-3}$	1000 v	2900 Ω	6000 Ω
	0,03	500	1500	1700
	0,28	400	1700	1700

Il peut y avoir une erreur relative importante sur les valeurs de X, mais leur existence et leur signe sont hors de doute : le déphasage correspondant entre le champ et le courant, qui peut dépasser 45°, traduit l'inertie des porteurs de charges responsables du courant dans le gaz, qui sont des électrons et des ions positifs en proportion variable.

Quand un nombre suffisant de telles données aura été rassemblé, ces mesures faites du point de vue macroscopique seront de nature à renseigner sur ce qui se passe dans le plasma, siège de la décharge de haute fréquence sans y provoquer aucune perturbation.

([4]) J'ai utilisé alors la *résistance série* au lieu de la résistance parallèle.

([5]) et non croissante, comme il est dit par erreur dans la Note précitée.

RADIOÉLECTRICITÉ. — *Introduction d'une onde porteuse dans les analyseurs de télévision à électrons lents.* Note de M. **René Barthelemy**, présentée par M. Camille Gutton.

Le problème de la modulation d'une onde porteuse de fréquence élevée par un effet photoélectrique a été posé depuis les premières expériences de télévision, mais il n'avait pu jusqu'ici recevoir que des solutions indirectes nécessitant l'emploi d'un amplificateur préalable, apériodique.

L'analyseur le plus répandu actuellement, l'*iconoscope*, utilisant un faisceau cathodique très délié et accéléré par une tension dépassant 1000 volts, ne se prête pas à une action directe de l'effet photoélectrique, qui ne produit que des différences de potentiel de l'ordre du volt. On est donc amené à les amplifier considérablement.

Il en va tout autrement avec les nouveaux tubes analyseurs à électrons lents. En effet, au cours de l'établissement de tubes de ce genre, nous avons pu tracer la courbe du courant, qui aboutit aux grains de la mosaïque photosensible, en fonction du potentiel, donc de l'éclairement de ces particules. En particulier, dans un *isoscope*, à mosaïque transparente et à déviations et concentrations magnétiques, nous avons obtenu une caractéristique $i_m = f(V)$ (i_m courant aboutissant à la mosaïque, V potentiel de la mosaïque au point d'impact), analogue à celle d'une diode, ce qui confirme d'ailleurs la théorie du fonctionnement de ce tube (*fig.* 1) et montre que l'on dispose d'un excellent *modulateur*

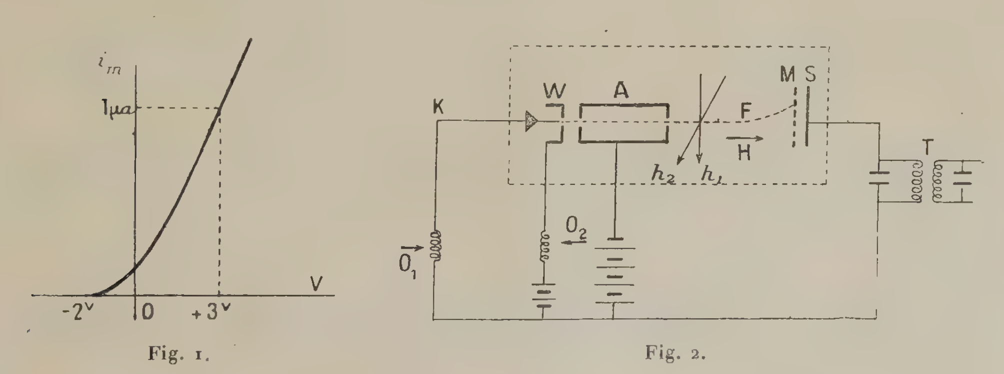


Fig. 1. Fig. 2.

direct d'une intensité de courant par la lumière. A titre d'indication, un éclairement de quelques lux procure une élévation de potentiel de 3 à 4 volts, entre deux impacts de faisceau, séparés par 1/25 de seconde.

Un perfectionnement immédiat consiste à créer un faisceau modulé à la fréquence de l'onde porteuse que l'on désire introduire pour obtenir, par la sortie capacitive du tube, un courant oscillant à cette fréquence, dont l'enveloppe représente l'éclairement de chaque point d'image. On peut l'amplifier à l'aide de lampes et de circuits accordés présentant la bande passante convenable.

L'application de ce procédé est toujours fort délicate sinon impossible, lorsque la porteuse atteint les fréquences élevées nécessaires en télévision. Il faut, en effet, éviter tout rayonnement direct de l'oscillateur, modulant le faisceau, sur l'entrée d'un amplificateur extrêmement sensible et accordé précisément sur la pulsation de cet oscillateur. Malgré toutes les précautions de blindage, on ne peut éviter d'appliquer à l'électrode de commande (Wehnelt) du faisceau une tension de quelques volts, et ce point ne se trouve qu'à 20^{cm} du collecteur d'ondes accordé constitué par l'électrode de sortie.

Aussi avons-nous appliqué une méthode nouvelle, rappelant celle du superhétérodyne dans les récepteurs de radiophonie.

Au lieu d'appliquer sur le cylindre de Wehnelt, W (*fig.* 2) qui commande l'intensité du faisceau électronique F, une tension de fréquence f sur laquelle est accordé le transformateur de sortie T, on insère, dans le circuit cathode-Wehnelt de l'isoscope deux tensions O_1 et O_2, provenant de deux oscillateurs différents de fréquences f_1 et f_2 telles que $f_1 - f_2 = f$.

La forme de la courbe caractéristique montre qu'une détection s'opère et l'intensité du faisceau est modulée à la fréquence f, sans qu'il apparaisse de tension notable de cette fréquence sur les organes d'entrée. L'influence des oscillateurs O_1 et O_2 sur le circuit S, est pratiquement nulle, grâce à la sélectivité de ce circuit.

Le courant pulsatoire, issu de la plaque signal S, transparente, couplée par capacité à la mosaïque M, est modulé par chaque point éclairé, au fur et à mesure des impacts du faisceau, lequel est dévié, périodiquement, par les champs orthogonaux h_1 et h_2 et concentré par le champ H. Il a été vérifié que, en l'absence de lumière, l'onde de battement, qui atteint le transformateur T, est nulle.

Ce dispositif, d'une grande commodité de réalisation, simplifie notablement tout l'appareillage usuel de télévision.

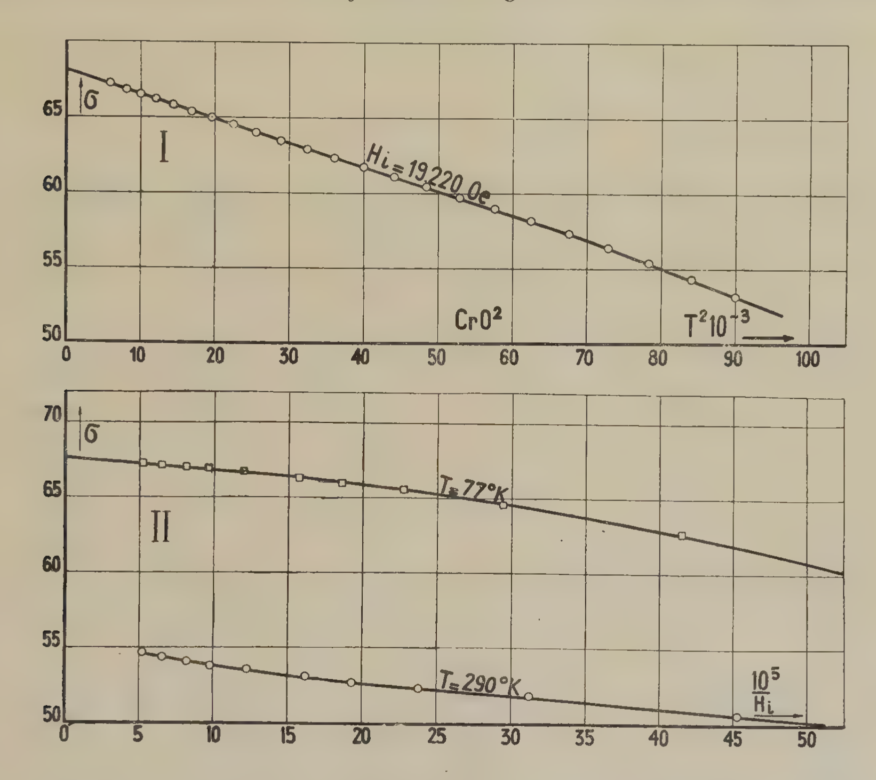
MAGNÉTISME. — *Propriétés ferromagnétiques du bioxyde de chrome* CrO^2. Note de MM. **Charles Guillaud**, **André Michel**, **Jacques Bénard** et **Maurice Fallot**, présentée par M. Aimé Cotton.

Deux d'entre nous ont établi [1] la structure cristalline et la formule de l'oxyde ferromagnétique de chrome. Rappelons qu'il s'agit du bioxyde de chrome CrO^2 isomorphe du rutile et différent du chromate de chrome CrO^3. Cr^2O^3 de même formule brute. Nous nous sommes proposé de reprendre l'étude magnétique de cet oxyde sur des échantillons plus purs que celui qui avait été utilisé auparavant [2]. La méthode de préparation la plus intéressante

(1) A. Michel et J. Bénard, *Comptes rendus*, 200, 1936, p. 1316.

(2) A. Michel et J. Bénard, *Bull. Soc. chim. France*, 5, 1943, p. 315.

utilise la décomposition thermique de CrO^2Cl^2 et conduit à un mélange qui renferme 50 % environ de CrO^2 dans les cas les plus favorables; le reste est constitué par du sesquioxyde de chrome ($8Cr^2O^3 + O$) ayant fixé de l'oxygène en solution solide. Il est difficile de faire une séparation par un traitement chimique ultérieur, les deux oxydes étant également solubles dans les acides et



insolubles dans les bases. Le mélange a été analysé en déterminant la perte de poids qu'il subit, après calcination à 900°, suivant les deux réactions

$$2CrO^2 \rightarrow Cr^2O^3 + \frac{1}{2}O^2,$$

$$\text{sol. solide } (8Cr^2O^3 + O) \rightarrow 8Cr^2O^3 + \frac{1}{2}O^2.$$

Un épuisement préalable par une solution de soude à l'ébullition élimine les chromates supérieurs et les traces de chlorure de chromyle qui pourraient subsister dans le mélange.

Les études magnétiques ont porté sur deux échantillons préparés indépendamment l'un de l'autre afin de permettre une vérification des résultats en fonction de la teneur en CrO^2. La figure, relative à l'échantillon 1, traduit les variations de l'aimantation spécifique σ en fonction de T^2 pour un champ intérieur de 19220 Oe (courbe I); et en fonction de $1/H_i$ (courbes II) aux températures de 290°K. et 77°K. L'échantillon 2 a donné des courbes présentant les

mêmes caractéristiques. Les deux échantillons possèdent le même point de Curie à 121°C.

La courbe I permet de reconnaître que, pour les champs élevés et aux basses températures, l'aimantation peut être représentée par

$$\sigma_T = \sigma_0(1 - AT^2 \ldots) \quad (^3).$$

Les courbes II montrent qu'à la température ordinaire la loi d'approche

$$\sigma_H = \sigma_\infty\left(1 - \frac{a}{H}\right) \quad (^3)$$

n'est pas vérifiée, mais qu'à basse température cette loi hyperbolique devient valable pour les champs forts, en particulier pour la courbe à 77°K. à partir d'un champ de 7500 Oe. Les résultats expérimentaux permettent de dresser le tableau suivant :

Échantillons et essais.		CrO^2 %.	CrO^2 % moyenne.	σ_∞. 0° K. expérimental.	σ_∞. 0° K. 100 % CrO^2.	σ_∞. 0° K. 100 % CrO^2 moyenne.
1	1......	49,6	49,8	68,5	137,5	138,3
	2......	50,1				
2	1......	39,9	39,6	55,1	139,1	
	2......	39,4				

ce qui donne pour l'atome de chrome entrant dans la molécule $\sigma_{at} = 11618,6$. En admettant une erreur de ±1,5 %, le moment de l'atome de chrome est

$$n = 10,32 \pm 0,15\,\mu_W \quad \text{ou} \quad 2,07 \pm 0,03\,\mu_B.$$

CrO^2 cristallisant dans le système quadratique ($a = 4,41$ Å; $c = 2,86$ Å), les atomes de chrome, qui sont à la plus courte distance (2,86 Å), forment une chaîne linéaire suivant les axes quaternaires, et l'on peut envisager qu'en première approximation les interactions suivant ces chaînes, où chaque atome de chrome possède deux voisins, sont responsables du ferromagnétisme. Cette hypothèse est appuyée par le fait que les chaînes linéaires du manganèse sont ferromagnétiques à partir de 2,81 Å ([4]).

ÉLECTRONIQUE. — *Sur une nouvelle méthode d'étude du mécanisme de l'action photographique des électrons*. Note de M. **Pierre Selme**, présentée par M. Bernard Lyot.

L'action photographique des électrons n'a été étudiée jusqu'ici que par les procédés habituels de la sensitométrie, qui consistent à établir et interpréter les courbes de noircissement, en faisant varier les divers facteurs dont on dispose,

([3]) P. Weiss et R. Forrer, *Ann. Phys.*, 12. 1929, p. 279.

([4]) Ch. Guillaud, *Thèse*, Strasbourg, 1943.

ou encore au moyen de la diffraction des électrons sur une émulsion diluée [1] qui, si elle donne des renseignements plus précis sur la libération de l'argent, ne permet d'atteindre que des états voisins de la solarisation en raison du temps nécessaire à l'enregistrement des diagrammes.

L'interprétation des courbes de noircissement est délicate pour trois raisons :

1° Le registre des densités est beaucoup plus étendu dans le noircissement par électrons que par la lumière. Or la mesure des fortes densités est toujours difficile et entachée d'erreurs parfois considérables dues à la lumière parasite.

2° Les corrections de voile sont assez incertaines, car les tubes électroniques donnent toujours lieu à une émission parasite de rayons X.

3° L'impact des électrons dans l'émulsion donne lieu à des émissions de fluorescence dans un domaine de fréquences mal connu. Seitz et Harrig [2] ont d'ailleurs montré que le phénomène secondaire intervient pour une grande part dans l'allure des courbes de noircissement pour les tensions inférieures à 20 kV.

Nous avons cherché à mettre en évidence la part due à ces rayonnements secondaires en distinguant celle du tube et celle de l'émulsion. La disposition générale des appareils est analogue à celle de Nacken [3] : Le faisceau d'électrons est diffusé sur une feuille d'aluminium de 1^{μ} située à 15^{cm} de l'émulsion qui se trouve enfermée dans un cylindre de Faraday permettant la mesure de la charge reçue. Un rodage commande le mouvement sous vide de la surface sensible qui peut ainsi recevoir 20 plages circulaires de 5^{mm} de diamètre. Le temps de pose est déterminé au moyen de l'obturateur que nous avons décrit dans une précédente Note [4]. Le diaphragme limitant le faisceau diffusé avant son entrée dans le cylindre est recouvert par moitié d'une feuille d'aluminium de 0,05 à $0^{mm},2$ d'épaisseur suivant les tensions utilisées, ou encore d'une feuille de film support sans émulsion, ce qui arrête le faisceau d'électrons sans donner lieu à une émission X trop importante. Les rayons X émis dans le tube traversent facilement cette feuille et impressionnent l'émulsion située derrière (courbe I_2), ce qui permet d'en tenir compte pour la correction de la courbe de noircissement global (I_1). Derrière cette première émulsion sur film se trouve un cache circulaire découpé dans un film de même nature et tel que chaque plage correspondante d'un second film sensible en est recouverte par moitié, et se trouve ainsi partagée en quatre. Ces deux premières parties de la plage reçoivent les rayons X émis dans l'appareil après traversée du premier film (courbe II_1) et du cache, la troisième, ces rayons plus le rayonnement de fluorescence de l'émulsion (courbe II_2) et la quatrième le même ensemble de rayonnements après absorption dans une nouvelle épaisseur de film (courbe II_3).

---

(1) Trillat et Merigoux, *Journ. de Phys.*, 7e série, 7, 1936, p. 497.

(2) *Phys. Zeits.*, **30**, 1929, p. 758.

(3) *Phys. Zeits.*, **31**, 1930, p. 296.

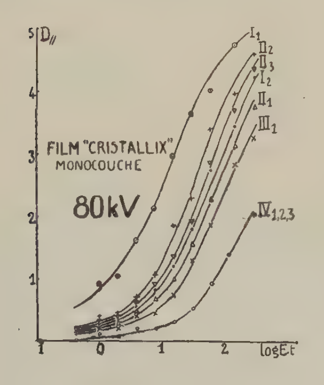
(4) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 992.

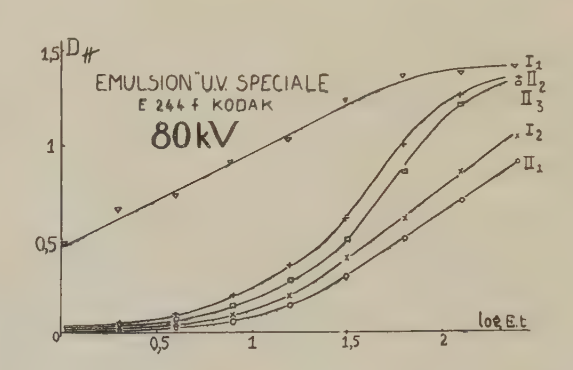
Un troisième film permet de faire les corrections d'absorption avec précision à partir de sa courbe de noircissement (III_1). Enfin un quatrième film est placé derrière le troisième dont il est séparé par une plaque de verre ne laissant passer que les longueurs d'onde inférieures à 0,7 Å (courbe IV). Cette plaque de verre peut d'ailleurs être remplacée par une feuille d'argent pour déterminer, par absorption sélective, la part d'émission due à l'argent de l'émulsion frappée par les électrons.

Toutes les absorptions sont déterminées par étalonnage préalable aux rayons X.

Les mesures de densité sont faites à l'aide d'un nouveau photomètre qui permet de mesurer, avec une bonne précision, les densités jusqu'à 6.

Les courbes obtenues sous 80 kV ont l'allure suivante pour un film *cristallix*, et pour une émulsion *spéciale* UV.





Les plages du quatrième film sont uniformes, ce qui montre que le rayonnement de fluorescence de l'émulsion a une longueur d'onde supérieure à 0,7 Å.

Nous sommes en train de refaire cette étude avec un tube donnant moins d'émission parasite, et en utilisant des feuilles d'émulsion sèche privées de tout support.

ÉLECTROCHIMIE. — *Le point isoélectrique de la gélatine.*

Note de M. **Albert Rousselot**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Jusque vers 1920, on admettait, à la suite des travaux de Michaelis, de Loeb et d'autres auteurs, que le point isoélectrique de la gélatine était à pH 4,7. En 1920, Davis et Oakes signalèrent un point isoélectrique vers pH 8. Par la suite Briefer et Cohen mirent en évidence l'influence considérable du traitement du collagène sur le point isoélectrique de la gélatine obtenue et conclurent qu'un traitement alcalin (chaulage) donnait une gélatine isoélectrique à pH 4,7, alors que l'action d'un acide conduisait à un point isoélectrique d'environ 7,7. Cette opinion semble être généralement admise actuellement.

Les expériences que nous avons entreprises ont consisté à traiter des peaux de veau fraîches par un excès de solution, soit d'acide sulfurique environ demi-normal, soit de lait de chaux deux fois normal pendant des temps variables, et à déterminer, par électrophorèse, le point isoélectrique de la gélatine obtenue par extraction ultérieure à l'eau chaude.

Des essais préliminaires ont montré que la durée, la température et le pH de la cuisson n'avaient pratiquement aucune répercussion sur le point isoélectrique de la gélatine produite. Nous avons pu mettre en évidence le fait que le point isoélectrique diminue régulièrement au fur et à mesure que le prétraitement se prolonge, quelle que soit la nature de celui-ci.

Si, avant tout traitement, les peaux sont soumises un court instant à l'action de l'eau bouillante, la diminution du point isoélectrique est beaucoup plus rapide.

Le tableau ci-dessous indique quelques chiffres que nous avons relevés sur les courbes obtenues. Si les traitements sont poursuivis pendant un temps très long, de l'ordre de deux mois, le point isoélectrique semble tendre asymptotiquement vers une limite commune, vers pH 4,8.

	Durée de traitement (heures)	25.	200.	350.
Peaux fraîches	Traitement acide	7,55	6,60	6,25
	Chaulage	7,80	6,90	6,45
Peaux ébouillantées 5 minutes	Traitement acide	7,45	5,95	5,80
	Chaulage	6,75	5,60	5,30

On constate que, contrairement à l'opinion généralement admise, chaulage et prétraitement acide ont des effets identiques, et donnent des gélatines de même point isoélectrique, à condition de régler judicieusement la durée d'action des bains.

Industriellement, celle-ci doit être aussi courte que possible, quoique permettant une extraction facile et rapide de la gélatine. En pratique, le chaulage dure en moyenne 50 jours, et le bain acide une vingtaine d'heures, ce qui conduit bien, d'après nos courbes, à des points isoélectriques respectifs de 4,8 et 7,6 environ, trouvés par la majorité des auteurs.

Ces chiffres ne sont du reste que des moyennes, la bibliographie indiquant des valeurs échelonnées entre pH 4,7 et pH 5 pour les gélatines de chaulage, et entre 7 et 8 pour les gélatines dites acides. Ces écarts s'interprètent par des durées de prétraitement inégales pour chaque fabricant de gélatine. Dans le cas du chaulage, un traitement trop prolongé libère de l'ammoniac par destruction des groupes amino et abaisse par conséquent le point isoélectrique. D'autre part les erreurs d'expérience sont d'autant plus grandes que le point isoélectrique est plus élevé, les courbes de mobilité devenant alors de plus en plus inclinées sur l'axe des pH.

Nous pouvons donc conclure que la gélatine provient du collagène par

scission hydrolytique des ponts reliant les différentes chaînes polypeptidiques, c'est-à-dire rupture des liaisons peptidiques transversales, ou ouverture des cycles dicétopipéraziques. Il pourrait également se produire une désamination, la destruction des groupes aminés entraînant une baisse de point isoélectrique beaucoup plus rapide que par simple hydrolyse.

Ces phénomènes se produiraient non pas au moment de la cuisson, mais dès l'instant où le collagène a subi un commencement de chaulage ou d'action de bain acide. La gélatine préexiste donc dans le collagène traité, et l'extraction n'est plus alors qu'une simple opération physique. Ceci est d'ailleurs confirmé tant par la pratique industrielle que par le fait que le point isoélectrique ne dépend pas de la façon dont a été conduite l'extraction.

Cette action hydrolysante dépend essentiellement de la nature de l'ion utilisé pour les prétraitements : par exemple l'ion sodium n'a aucune influence, et il semblerait, à la suite de certaines expériences que nous avons effectuées, que l'activité des ions serait en relation étroite avec leur position dans la série lyotrope d'Hofmeister.

Quant à la variation du point isoélectrique, elle s'interprète aisément par une libération progressive de groupes amino ou carboxyles provenant de l'hydrolyse, et dont seul le rapport des activités détermine le point isoélectrique.

Il est intéressant de remarquer que les courbes de variation du point isoélectrique en fonction de la durée de prétraitement ont une allure tout à fait analogue à celle représentant le point isoélectrique d'un mélange en proportions variables de deux gélatines commerciales, l'une acide, l'autre de chaulage. Un point isoélectrique intermédiaire entre 4,7 et 8 indiquerait donc que l'on se trouve en présence d'un mélange de deux gélatines bien définies.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Spectres Raman des chlorobromures stanniques.* Note de Mlle **Marie-Louise Delwaulle** et M. **Félix François**, présentée par M. Charles Fabry.

Les halogénures mixtes stanniques ont été signalés en 1897 par Besson qui prétendit les avoir isolés à l'état pur ([1]). Leur existence fut mise en doute en 1927 par Raeder ([2]). En 1930 Trumpy ([3]) soumit à l'effet Raman des mélanges de chlorure et bromure stannique dans les proportions moléculaires 3/1, 1/1, 1/3. Il n'obtenait que des mélanges où subsistaient encore les halogénures initiaux. Dans les spectres obtenus, il attribua deux raies à $SnCl^3Br$ et à $SnClBr^3$ et trois à $SnCl^2Br^2$. Ces spectres sont manifestement imcomplets. Nous avons repris la question.

([1]) Besson, *Comptes rendus*, **124**, 1897, p. 683.
([2]) *Zeits. anorg. Chem.*, **162**, 1927, p. 222.
([3]) *Zeits. Physik*, **66**, 1930, p. 790.

Quel que soit le mode d'obtention des chlorobromures, on a toujours affaire à des équilibres et il est impossible de les isoler à l'état pur. Le plus simple est de mélanger le chlorure et le bromure stannique.

En faisant varier leurs proportions respectives, on déplace les équilibres. L'halogénure AX^4 étant en gros excès, le cliché ne comportera que les raies de AX^4 et AX^3Y, si la pose est assez courte. Si l'on augmente un peu la teneur en AY^4, on pourra de même avoir le spectre d'un mélange de AX^4, AX^3Y, AX^2Y^2. On étudiera ainsi des spectres de plus en plus compliqués. La comparaison du spectre de AX^4 à celui de AX^4 et AX^3Y doit permettre d'établir le spectre de AX^3Y. En fait, les raies de AX^3Y ne sont pas toutes bien séparées de celles de AX^4. Quand l'une d'elles est trop voisine d'une raie de AX^4, elle la perturbe en l'élargissant et en augmentant son intensité relativement au reste, non perturbé, du spectre. Cette perturbation est un critérium certain de l'existence d'une raie, et elle permet de fixer sa place approximative.

Pour AX^2Y^2, on l'étudiera à la fois dans les mélanges AX^4, AX^3Y, AX^2Y^2 et AY^4, AXY^3, AX^2Y^2, ce qui permet d'explorer plus complètement son spectre.

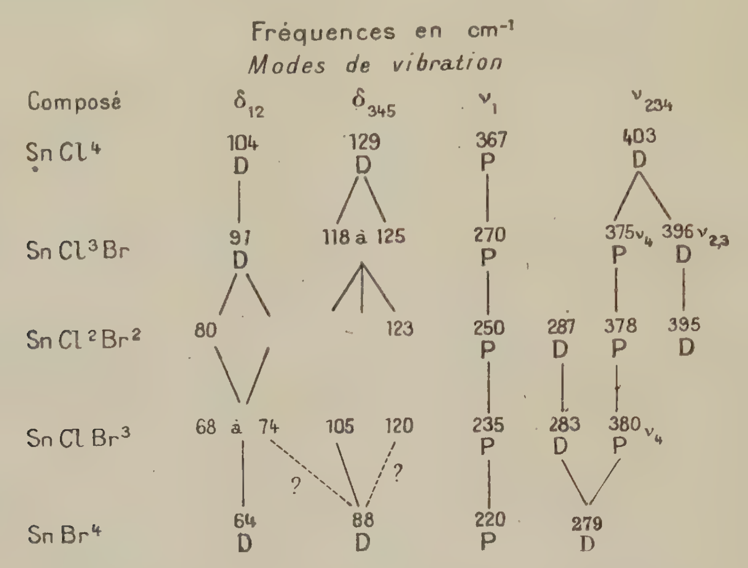
I. *Spectre de* $SnCl^3Br$. — Trois raies se séparent nettement du spectre de $SnCl^4$: 91 cm^{-1} (dépol.), 270 cm^{-1}, très intense et très polarisée, et 375 cm^{-1} (pol.). Une perturbation de la raie 129 cm^{-1} de $SnCl^4$ correspond à la présence d'une ou de deux raies entre 118 et 125 cm^{-1}. Une perturbation de la raie 403 cm^{-1} de $SnCl^4$ indique une raie dépolarisée vers 396 cm^{-1}. La théorie prévoit six raies : cinq au moins sont donc identifiées.

II. *Spectre de* $SnClBr^3$. — Trois raies se séparent nettement du spectre de $SnBr^4$: 105 cm^{-1} (dépol.), 235 cm^{-1} très intense et très polarisée, et 380 cm^{-1} (pol.). Une perturbation de la raie 64 cm^{-1} de $SnBr^4$ prouve la présence d'une ou deux raies entre 68 et 74 cm^{-1}. Une raie faible 120 cm^{-1} apparaît dans les clichés plus posés, mais alors elle est peut-être imputable à $SnCl^2Br^2$. La raie 279 cm^{-1} de $SnBr^4$ masque une raie de $SnBr^3Cl$ située vers 283 cm^{-1} et dépolarisée. Ici encore, cinq raies au moins sont donc identifiées.

III. *Spectre de* $SnCl^2Br^2$. — Dans les deux sortes de clichés, on relève la fréquence 250 cm^{-1} très intense, très polarisée, et une raie polarisée vers 378 cm^{-1}. Cette raie se sépare mal d'une raie voisine, appartenant soit à $SnCl^3Br$, soit à $SnClBr^3$, mais son existence est cependant certaine.

L'examen du spectre de $SnCl^4$, $SnCl^3Br$, $SnCl^2Br^2$ permet de pointer deux raies 80 cm^{-1} et 287 cm^{-1}, toutes deux dépolarisées ; celui du spectre de $SnBr^4$, $SnClBr^3$, $SnCl^2Br^2$ met en évidence les raies 123 cm^{-1} et 395 cm^{-1} dépolarisée. Six fréquences sont donc identifiées. Il en manque trois pour le spectre complet d'une molécule AX^2Y^2. Elles doivent se situer entre les deux premières dans une région du spectre qu'il est impossible d'explorer.

Les résultats obtenus ainsi que les fréquences des halogénures purs sont consignés dans le tableau.



Le classement des fréquences se fait facilement si l'on compare ce travail à celui que nous avons publié sur les chlorobromométhanes ([4]).

En ce qui concerne les fréquences ν_2, ν_3, ν_4, l'attribution est même plus facile que pour les dérivés du méthane où les facteurs de dépolarisation des raies étaient trop voisins les uns des autres.

Malheureusement l'impossibilité d'étudier les spectres de chacun des chlorobromures à l'état pur et, d'autre part, la masse atomique élevée de l'étain, qui rend les fréquences très voisines, ne permet pas toujours la détermination précise de certaines des fréquences δ_1, δ_2, δ_3, δ_4, δ_5.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Nouvelles applications micrographiques des figures de corrosion sur l'aluminium raffiné.* Note ([1]) de MM. **Paul Lacombe** et **Louis Beaujard**, présentée par M. Léon Guillet.

Dans ce travail nous avons voulu montrer l'intérêt nouveau que prennent les figures de corrosion quand on tire profit du perfectionnement apporté par le polissage électrolytique ([2]). Le caractère localisé des figures de corrosion exige en effet une surface géométriquement plane sans rayures ni piqûres, amorces possibles à la corrosion ([3]). La pureté du métal (aluminium à 99,99 %) obéit à la même préocupation.

([4]) *Comptes rendus*, 214, 1942, p. 226.

([1]) Séance du 19 juin 1944.

([2]) P. Jacquet, *Métaux et Corrosion*, 13, 1938, p. 86.

([3]) A. Portevin, *Inst. of Metals*, 35, 1926, p. 363.

Le réactif d'attaque ($1/3\ NO^3H$, $1/3\ HCl$, $1/3\ H^2O$, 2 % HF), en dehors des figures de corrosion, corrode les joints de grains d'autant plus nettement qu'il existe une plus grande différence d'orientation entre les cristaux contigus. La figure 1 montre un cristal à figures de corrosion triangulaires qui semble isolé au milieu d'un monocristal à figures de corrosion carrées. Il s'agit en réalité de plusieurs cristaux d'orientation très voisine, dont les frontières viennent aboutir aux angles du périmètre du cristal central. *L'importance du sillon intercristallin révélé par le réactif dépend donc essentiellement de l'orientation respective des grains contigus.* Si l'on admet, avec Beilby et Rosenhain [4], que le ciment amorphe intergranulaire est à l'origine de l'attaque des joints, on comprend difficilement pourquoi l'intensité de cette attaque serait très différente suivant l'orientation respective des cristaux. Ou bien il faut supposer que la largeur du fossé amorphe est d'autant plus importante qu'il y a une plus grande différence d'orientation entre grains voisins. Ou bien il existe aux joints une structure de transition d'autant plus proche de celle du réseau parfait qu'il y a orientation presque voisine de deux grains et accolement possible de deux plans réticulaires de chacun des cristaux contigus par suite de leur parallélisme approché.

D'autre part on considérait jusqu'ici que les éléments de symétrie des figures de corrosion ne permettaient qu'une estimation approchée de l'orientation cristalline. De fait les figures de corrosion sur un échantillon quelconque, brut de fonderie par exemple, présentent des caractères de symétrie tels qu'on ne peut attribuer à la surface corrodée une orientation réticulaire simple telle

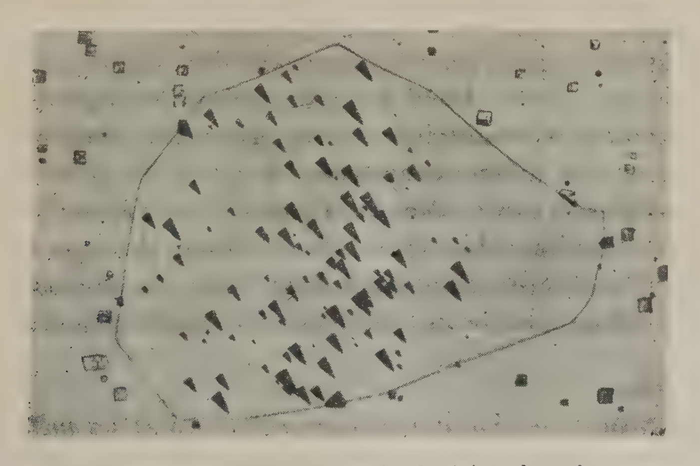


Fig. 1. — Attaque préférentielle des joints de grains séparant les cristaux d'orientation très différente. G = 500 (cliché réduit au 1/2).

que (100), (110) ou (111). La détermination précise de celle-ci ne peut se faire que par rayons X ou par des mesures goniométriques délicates [5]. Au

---

(4) W. ROSENHAIN et D. EWEN, *Inst. of Metals*, 8, 1912, p. 149.

(5) BARRETT et LEVENSON, *Metals Techn.*, 6, 1939; *Techn. Publ.*, 1104, p. 1.

contraire, dans le cas des métaux ayant subi un fort corroyage, par laminage ou filage, suivi d'un recuit de recristallisation, on peut observer certaines orientations privilégiées simples. Il est possible alors de préciser ces orientations en faisant apparaître des lignes de glissement par une légère déformation plastique (allongement 2 %). Celle-ci, d'après G. Taylor et C. Elam ([6]), a lieu par simple glissement suivant les plans (111) et dans la direction d'un des trois axes (110) se trouvant dans ce plan. Il est donc aisé de prévoir la trace des plans de glissement sur un plan cristallographique quelconque. Ainsi, dans la figure 2, la forme quadratique des figures de corrosion et de plus la trace

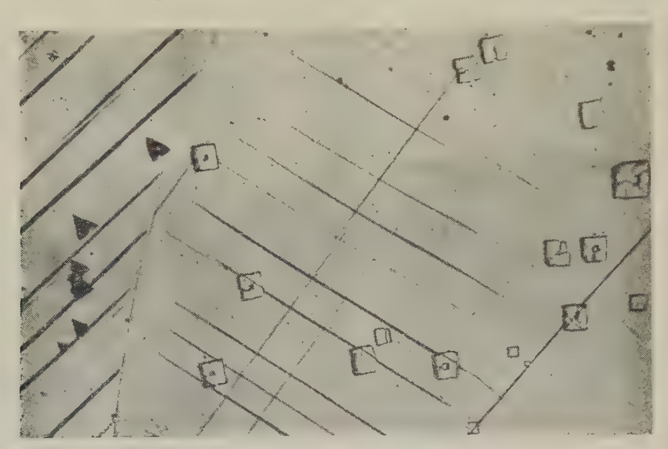


Fig. 2. — Disposition relative des lignes de glissement et des figures de corrosion sur deux cristaux d'aluminium. G = 1000 (cliché réduit au 1/2).

des plans de glissement, parallèle aux diagonales de ces figures, confirment bien qu'il s'agit d'une face (100). Dans le grain voisin, les figures de corrosion triangulaires semblent équilatérales et caractériseraient ainsi une face (111). Il n'en est rien, car les différents systèmes de plans de glissement n'ont pas leurs traces parallèles aux trois côtés des figures de corrosion.

Ainsi l'examen simultané des figures de corrosion, des lignes de glissement et de leur disposition relative permet-elle de préciser, dans certains cas simples, l'orientation cristallographique des surfaces micrographiques sans recourir aux rayons X.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur le cyclohexadiène-1.3 et les méthyl-1 cyclohexadiènes-2.4 racémique et actif.* Note de MM. **Max Mousseron** et **François Winternitz**, présentée par M. Marcel Delépine.

De nombreux auteurs ([1]) ont déjà montré que la déshalogénation du dibromo-1.2 cyclohexane par la quinoléine selon Crossley ([2]) conduit à

([6]) *Proc. Roy. Soc. London*, A, **108**, 1925, p. 28.

([1]) C. Harries, *Ber. d. chem. Ges.*, **42**, 1909, p. 693; R. Willstätter et Hatt, *ibid.*, **45**, 1912, p. 1464; K. W. Kohlrausch et R. Seka, *ibid.*, **68**, 1935, p. 528.

([2]) *J. Chem. Soc. London*, **85**, 1904, p. 1403.

un cyclohexadiène-1.3 contenant diverses impuretés, benzène et surtout cyclohexène.

En effet le produit de bromuration de ce carbure ainsi obtenu, traité par le malonate d'éthyle sodé, donne naissance à l'acide (cyclohexène-2)yl malonique, F 165°, provenant sans doute du dibromo-1.2 cyclohexane ([3]) correspondant au cyclohexène.

La méthode de Hofmann et Damm ([4]), action de l'éthylate de sodium sur les dihalogénures alicycliques, permet par contre la préparation de carbures à doubles liaisons conjuguées purs.

Méthyl-1 cyclohexadiène-2.4 d.l. — Déjà décrit par Harries ([5]), le carbure obtenu par nous, par action de l'éthylate de sodium sur le méthyl-1 dibromo-3.4 cyclohexane, présente les constantes : É 104-105°; d_{18}^{18} 0,8231; n_α^{18} 1,4624; n_D^{18} 1,4684; n_β^{18} 1,4721, différentes de celles du carbure préparé par la quinoléine : É 105-106°; d_{18}^{18} 0,8206; n_α^{18} 1,4560; n_D^{18} 1,4598; n_β^{18} 1,4676.

d-méthyl-1 cyclohexadiène-2.4. — En partant du dérivé dibromé actif sur la lumière polarisée, la méthode de Hofmann conduit d'abord, directement, à un carbure *pur*, É 106°; d_{18}^{18} 0,8211; n_α^{18} 1,4627; n_D^{18} 1,4644; n_β^{18} 1,4761 et $[\alpha]_{436}$ + 223°,6; $[\alpha]_{546}$ + 124°,9; $[\alpha]_{579}$ + 107°,5; ensuite, par désalcoylation du composé éthoxylé, aux fractions

	I.	II.	III.	IV.
	°	°	°	°
$[\alpha]_{436}$	+120,5	+117,6	+107,2	+74,6
$[\alpha]_{546}$	+ 67,3	+ 65,7	+ 59,9	+41,7
$[\alpha]_{579}$	+ 58,1	+ 56,5	+ 51,4	+36,2

Ces différentes fractions, quoique ayant des densités et indices de réfraction très rapprochés de ceux du produit pur, montrent une racémisation partielle survenue vraisemblablement au cours du chauffage en présence du bisulfate de potassium.

La méthode de Crossley par contre fournit un produit qui possède : É 106-106°,5; d_{18}^{18} 0,8313; n_α^{18} 1,4658; n_D^{18} 1,4668; n_β^{18} 1,4791; $[\alpha]_{436}$ + 66°,32; $[\alpha]_{546}$ + 39°,04; $[\alpha]_{579}$ + 34°,2, constantes qui se rapprochent d'une préparation par la même voie de Zelinsky ([6]).

En effet, en traçant le diagramme de Darmois ([7]) pour les différentes fractions de distillation de ces carbures, on trouve que les cordes de dispersion du premier (éthylate) sont des droites dont l'intersection est un point unique situé sur l'abscisse; celles correspondant au second (quinoléine) coupent ces mêmes droites en des points différents.

([3]) Eijkmann, *Chem. Zentr.*, 1909, II, p. 2146.

([4]) *Chem. Zentr.*, 1925, I, p. 2342.

([5]) *Ann. Chem.*, 395, 1911, p. 255.

([6]) *Ber. d. chem. Ges.*, 41, 1908, p. 2485.

([7]) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 22, 1911, p. 247.

Il en résulte par conséquent que la préparation par l'éthylate de sodium donne un carbure ne contenant que deux corps au maximum, l'actif et le racémique; par contre celui obtenu par la quinoléine est constitué par un mélange de plusieurs produits se trouvant à côté du méthyl-1 cyclohexadiène-2.4 actif et racémique.

Action de l'acide chlorhydrique. — L'addition des éléments de l'acide chlorhydrique au méthyl-1-cyclohexadiène-2.4 peut conduire à deux isomères

(I) CH_3, Cl— (II) CH_3, —Cl

En réalité nous avons constaté qu'il se forme surtout l'isomère (I), conformément d'ailleurs à la théorie des polarités.

En effet la cétone, que l'on obtient après hydrolyse et oxydation du dérivé chloré selon Courtot et Pierron [8], donne principalement (95 %) une semicarbazone F 158° à côté d'un peu de F 177-178° [9]. Il en est de même pour le carbure actif, qui donne naissance à une semicarbazone fusible à 161-162° et dont le pouvoir rotatoire, en tenant compte de la racémisation, est de $[\alpha]_{546}$ — 26°,9 et $[\alpha]_{579}$ — 23°,9 (c = 5 %, éthanol).

La configuration spatiale de ce dérivé chloré a été également déterminée. C'est ainsi que le méthyl-1 chloro-5 cyclohexène-3, traité par l'iodure de méthylmagnésium selon Berlande [10], nous a conduits au diméthyl-1.5 cyclohexène-3, É 116-120°; d_{18}^{18} 0,8049; n_D^{18} 1,4473, puis, par hydrogénation catalytique au platine, au diméthyl-1.3 cyclohexane, É 120°, d_4^{20} 0,7693, n_D^{18} 1,4212.

Les constantes physiques et le spectre Raman de ce produit, comparés aux deux diméthyl-1.3 cyclohexanes *cis* et *trans* déjà décrits [11] [12], montrent que le produit en question contient surtout la forme *cis*.

Il est donc vraisemblable, si l'on admet que l'action de l'iodure de méthylmagnésium n'apporte pas de perturbation dans la configuration spatiale de la molécule, que, par action de l'acide chlorhydrique sur le méthyl-1 cyclohexadiène-2.4, le chlore se fixe principalement en position *cis* par rapport au méthyle.

---

[8] *Bull. Soc. Chim.*, 4e série, 45, 1929, p. 289.

[9] A. Koetz et Grethe, *J. f. prakt. Chem.*, 2e série, 80, 1909, p. 498.

[10] *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 437.

[11] O. Miller, L. Piaux et J. Lecomte, *Bull. Soc. Chim. Belge*, 45, 1936, p. 123.

[12] E. Canals, M. Mousseron et P. Peyrot, *Bull. Soc. Chim.*, 5e série, 10, 1942, p. 48.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Phénomènes d'orientation lors de la réduction de l'α-méthylcyclohexanone.* Note de MM. **Pierre Anziani** et **Raymond Cornubert**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les phénomènes d'orientation observés par nous lors de la réduction de l'α.α'-diméthylcyclohexanone (1) s'étant révélés différents de ceux notés à propos de l'α-méthylcyclohexanone par plusieurs chimistes, nous nous sommes intéressés à la réduction de cette cétone en employant divers modes opératoires.

I. *Réduction par l'hydrogène naissant en milieu alcalin.* — L'hydrogénation par le sodium ne donne pratiquement que l'isomère *trans*, mais, d'après le diagramme de fusion des phényluréthanes des α-méthylcyclohexanols *cis* et *trans*, on trouve les teneurs probables suivantes en isomère *cis* : sodium et alcool absolu 3 %, et éther humide 1 %, et alcool butylique 1-2 %.

II. *Réduction par l'hydrogène moléculaire et le noir de platine.* — Avec cette technique, et en nous inspirant de l'idée exprimée par Skita et Faust (2), d'après laquelle il se fait d'autant plus d'alcool *cis* que la vitesse de réaction est plus grande, nous avons réalisé, dans l'ordre indiqué, différents essais résumés dans le tableau suivant, en utilisant divers milieux : acide acétique (*a*), dioxane (*b*), alcool butylique (*c*), alcool butylique et butylate de sodium (*d*), cyclohexane (*e*), oxyde de butyle (*f*), acétique chlorhydrique (*g*) :

Pt n°.	Essai.	Solvant.	(3).	(4).	(5).	Pt n°.	Essai.	Solvant.	(3).	(4).	(5).
1.....	1	*a*	–	–	21	1.....	12	*g*	90%	95%	79
1.....	2	*b*	–	30%	145	1.....	13	*c*	85	85	60
1.....	3	*c*	–	70	22	1.....	14	*d*	45	55	117
1.....	4	*d*	–	70	29	2.....	15	*e*	80	80	79
1.....	5	*e*	–	45	30	2.....	16	*f*	75	75	60
1.....	6	*f*	–	–	235	2.....	17	*b*	75	75	132
1.....	7	*g*	–	–	15	2.....	18	*f*	80	85	94
1.....	8	*e*	60%	55	48	2.....	19	*e*	75	80	86
1.....	9	*f*	70	75	77	2.....	20	*a*	45	50	152
1.....	10	*b*	75	70	119	2.....	21	*g*	97	97	96
1.....	11	*a*	75	70	75						

Ces 21 essais ont conduit aux constatations suivantes : 1° à l'exception du milieu acétochlorhydrique, qui ne fournit que l'isomère *cis*, tous les milieux utilisés, qu'ils soient acide, neutre ou alcalin, ont fait aboutir à un mélange des isomères *cis* et *trans*; toutefois, en passant aux phényluréthanes, seuls les

(1) *Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 233.

(2) *Ber. d. chem. Ges.*, **64**, 1931, p. 2878.

(3) Teneur approximative en isomère *cis* d'après le point de fusion du phényluréthane et le diagramme de fusion des phényluréthanes *cis* et *trans*.

(4) Teneur approximative en isomère *cis* d'après le point de fusion des portions provenant du fractionnement du phényluréthane obtenu.

(5) Temps en minutes nécessaire pour fixer 500^{cm^3} d'hydrogène dans le cas des essais 1 à 7 et 1500^{cm^3} d'hydrogène dans le cas des essais 8 à 21 (1/20 de mol-g de cétone pour les essais 1 à 7, et 1/10 pour les suivants).

milieux acétique et acétochlorhydrique ont produit chacun une fois (essais 1 et 7) sur trois (1-11-20 et 7-12-21) une substance non identifiée F 112-114°; cette dernière s'est alors formée à côté des phényluréthanes *cis* et *trans* dans le cas du milieu acétique (essai 1) et à côté du seul isomère *cis* dans le cas du milieu acétochlorhydrique (essai 7); 2° dans l'alcool butylique, en présence ou en l'absence de butylate de sodium, on rencontre ce mélange d'alcools stéréo-isomères tandis que l'alcool butylique et le sodium ne donnent pratiquement que l'isomère *trans*; 3° dans le dioxane, l'opération a toujours été la plus lente; les autres milieux se révèlent équivalents entre eux, conduisant à des vitesses d'hydrogénation plus ou moins grandes d'une série d'expériences à l'autre; cependant on peut observer des anomalies; tel est le cas de l'oxyde de butyle (essai 6) par comparaison avec les essais 9, 16, et 18; tel est encore le cas de l'alcool butylique en présence de butylate de sodium (essai 14 comparé à l'essai 13 par rapport à l'essai 4 comparé à l'essai 3); 4° la vitesse d'hydrogénation ne paraît pas avoir ici d'influence marquée sur la teneur en isomère *cis* si l'on considère le cas de l'oxyde de butyle (essais 16 et 18); par contre, avec l'acide acétique, la variation de la teneur en isomère *cis* est dans le sens des observations de Skita et Faust (essais 11 et 20), tandis que l'inverse se note dans le cas du cyclohexane (essais 8, 15 et 19) et même dans le cas de l'acide acétique chlorhydrique (essais 12 et 21); autrement dit, l'influence de la nature du solvant paraît dans l'ensemble plus constante sur la vitesse de réduction que sur le phénomène d'orientation stérique; 5° par contre, il est tout à fait net que l'acide chlorhydrique a une action directe sur le phénomène d'orientation; il fournit régulièrement beaucoup plus d'isomère *cis* que ne le fait le seul milieu acétique; 6° contrairement à ce que disent Skita et Faust, l'isomère *cis* peut s'obtenir au moins pratiquement exempt d'isomère *trans*.

III. *Réduction par l'hydrogène naissant en milieu acide.* — Par le zinc et les acides acétique ou chlorhydrique, nous avons obtenu avec un très mauvais rendement, un phényluréthane contenant environ 75 % d'isomère *cis*.

IV. Deux méthodes importantes de réduction méritaient d'être essayées : *a.* le *nickel de Raney* a engendré un mélange contenant environ 70 % d'isomère *cis*, donc moins riche en ce corps que l'alcool fourni par le noir de platine en milieu acétochlorhydrique; ceci a été confirmé par le fait que nous n'avons pu en isoler de phtalate acide *cis* pur, contrairement à ce qui se passe avec l'alcool obtenu avec le noir de platine en milieu acétochlorhydrique; cependant nous avons pu en extraire l'isomère *cis* à l'état pur par action fractionnée de l'isocyanate de phényle; *b.* l'hydrogénation par l'*isopropylate d'aluminium* a fourni avec un excellent rendement un alcool contenant environ 10 % d'isomère *cis*.

V. On peut donc obtenir les α-méthylcyclohexanols sous une forme pratiquement stériquement pure en employant le noir de platine, en milieu acétochlorhydrique pour l'isomère *cis* et le sodium et l'éther humide, par exemple, pour l'isomère *trans*.

CRISTALLOGRAPHIE. — *Étude, par diffraction des rayons X et analyse dilatométrique, des carbonates mixtes de calcium et de strontium et de leurs transformations.* Note [1] de M. **René Faivre**, présentée par M. Charles Mauguin.

Si, dans la préparation de l'aragonite (précipitation à l'ébullition à partir de solutions diluées de carbonate de soude et de chlorure de calcium), on remplace la solution de chlorure de calcium par une solution de chlorures de calcium et de strontium ajustée sur la solution de carbonate de soude, on obtient, quelle que soit la proportion relative de calcium et de strontium dans la solution de chlorures, une phase unique orthorhombique. Nous avons pu montrer d'autre part, grâce à des mesures précises, que les trois paramètres *a*, *b*, *c* de la phase orthorhombique varient de façon continue avec sa teneur en strontium (*fig.* 1). Les carbonates de calcium et de strontium sont donc miscibles en toutes proportions sous la forme orthorhombique, et il n'existe aucun composé intermédiaire entre l'aragonite et la strontianite.

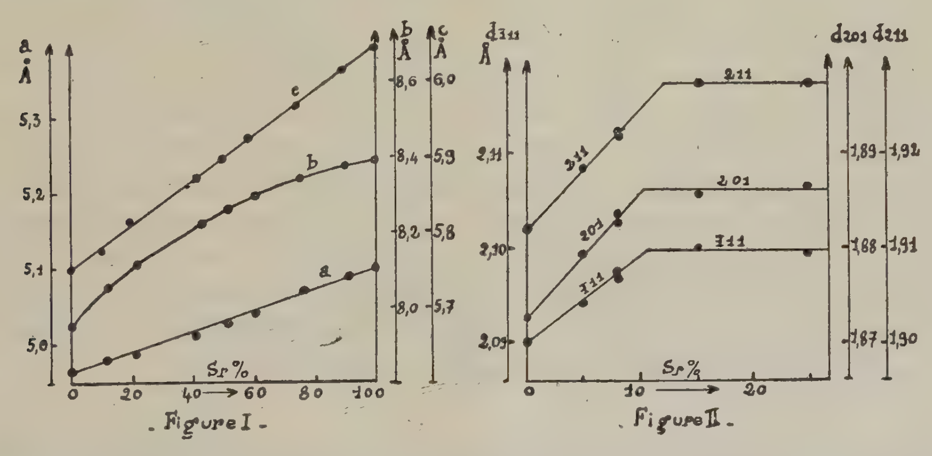


Fig. 1. — Variation des paramètres cristallins des carbonates mixtes orthorhombiques de calcium et de strontium en fonction de leur teneur en strontium. Précision sur $a \pm 0{,}001$ Å, $b \pm 0{,}003$ Å, $c \pm 0{,}002$ Å.

Fig. 2. — Variation des équidistances des plans $\bar{1}11$, 201, 211 (référence rhomboèdre e_1) des calcites substituées en fonction de leur teneur en strontium.

Les deux termes extrêmes, aragonite et strontianite, diffèrent cependant sur un point d'importance capitale : l'aragonite, métastable, se transforme spontanément en calcite par chauffage à 450° alors que la strontianite, réellement stable, ne subit aucune transformation avant sa dissociation. Une étude par analyse thermodilatométrique et diffraction des rayons X nous a conduit à diviser les carbonates mixtes en deux familles : les aragonites substituées dont la teneur en strontium est inférieure à 45^{at} % et qui, métastables, se trans-

(1) Séance du 19 juin 1944.

forment tout au moins partiellement en calcite, et les strontianites substituées contenant moins de 50[at] % de calcium qui, réellement stables, ne subissent pas d'autre transformation que la dissociation.

Grâce à des mesures précises des équidistances de certains plans de la calcite résultant de la transformation des aragonites substituées, nous avons mis en évidence (*fig.* 2) la miscibilité, jusqu'à concurrence de 11[at] % de strontium, du carbonate de strontium et de la calcite. Aussi les aragonites substituées se transforment-elles en calcite suivant deux mécanismes différents qui dépendent de leur teneur en strontium.

Les aragonites substituées qui contiennent moins de 11[at] % de strontium se transforment totalement et sur un intervalle de température très étroit en une calcite substituée de même teneur. La température de transformation rapide croît avec la teneur en strontium; de 450° pour CO^3Ca pur, elle s'élève à 550° pour un carbonate mixte à 8 % de strontium. Par contre les aragonites substituées contenant plus de 11[at] % de strontium se séparent sur un large intervalle de température en calcite saturée de strontium et en aragonite substituée qui s'enrichit en strontium au fur et à mesure de la précipitation de calcite.

Des observations qualitatives relatives à la dissociation de ces diverses phases viennent à l'appui de nos conclusions : les aragonites substituées, phases métastables, se dissocient en CaO et SrO à plus basse température que la calcite saturée de strontium, qui est elle-même plus facilement dissociable que les strontianites substituées. Signalons enfin le mécanisme curieux de dissociation des strontianites substituées qui, libérant uniquement de la chaux exempte de strontium, s'enrichissent progressivement en strontium. Cet enrichissement en strontium explique le fait, observé par Guichard et J. Wyart (²), que ces corps se dissocient à température croissante.

OCÉANOGRAPHIE. — *Sur les propriétés physiques d'ensemble du sédiment appelé* tangue. Note de MM. **Jacques Bourcart** et **Vsevolod Romanovsky**

La tangue est un sédiment littoral calcaire qui se dépose dans la baie du Mont Saint-Michel et quelques autres havres de la Manche. Sa composition et ses conditions de dépôt ont été précisées par Jacques Bourcart, Jean Jacquet et Claude Francis-Bœuf (¹).

Contrairement à la vase, imperméable, la tangue a toujours une forte perméabilité, celle des sables très fins. Celle-ci conditionne une véritable circulation souterraine.

Contrairement aux sables, la tangue reste cohérente même à sec. La *tanguaie*, émergée une partie de l'année, garde une solidité que n'a jamais la zone émergée

---

(²) *Comptes rendus*, **216**, 1943, p. 844.

(¹) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 764.

des plages de sable. La cohésion des parties basses, toujours humides, est au moins aussi forte que celle des basses plages. Mais la tangue peut donner, sous l'eau, des assemblages plus lâches, devenant liquides sous l'effet de secousses : ce sont les *lises* des courants.

Jacques Duclaux (²) avait indiqué que l'enlisement provenait des propriétés *thixotropiques* du mélange de *sable* et d'eau. En réalité, le phénomène ne se produit que pour la tangue; son corollaire est la *rigidité* qu'elle garde au repos, même pour de hautes teneurs en eau.

Enfin la tangue présente cette propriété d'être *litée* : les couches, successivement déposées, sont séparées par un hiatus ou *joint*.

L'existence du joint suppose une rigidité de la surface de la dernière strate déposée suffisante pour que les grains du nouveau dépôt ne s'y engrènent pas en la déformant. Le litage, qui peut être reproduit expérimentalement avec les poudres calcaires, ne s'observe que rarement dans le cas des vases et est inconnu dans celui des sables (³).

Il nous a semblé nécessaire de mesurer ces propriétés. Les données obtenues sont exposées dans le tableau suivant :

Désignation.	Pour 100 de la phase pulvérulente.	Pour 100 de CO^3Ca.	Pour 100 de NaCl adsorbé.	Indice des vides.	Perméabilité (K).	Rigidité.
CO^3Ca pulvérulent	100	100	0	2,5	48.10^{-4}	84,6
N° 1	36,50	47,7	0,526	2,3	12.10^{-3}	23,7
13	37,20	49,0	0,300	2,6	16.10^{-3}	31,3
9	26,70	37,4	0,100	3,0	5.10^{-4}	23,3
12	46,60	33,0	0,200	3,6	85.10^{-4}	8,6
3 *bis*	16,50	48,8	1,053	3,5	17.10^{-5}	8,1
5	91,08	34,2	1,462	5,8	56.10^{-5}	7,6
Vase de la rivière de Penzé (Roscoff)	80,0	0		5,8	38.10^{-6}	4

N°s 1, tangue du pont de la Sélune à Pontaubault; 13, tangue du havre de Régnéville; 9, tangue du confluent Sée-Sélune; 12, tangue de Brévands; 3 *bis*, entre Tombelaine et le Bec d'Andaine (estran); 5, prairie de *Spartina* à Genets.

Les mesures ont été faites sur le dépôt libre du sédiment, remanié après agitation, dans une eau à pH 7,2.

L'indice des vides $\varepsilon = Vv/Vp$ est le rapport du volume des vides occupé par l'eau incluse au volume des pleins; la perméabilité K est exprimée en centimètres par minute; la rigidité, mesurée au rigidimètre B. F. R. (⁴), en dynes par centimètre carré.

(²) *Traité de Chimie physique appliquée à la Biologie,* Paris, 1934.

(³) Jacques Bourcart, *Stratification ou litage ? (C. R. somm. Soc. Géol. de France,* juin 1944.)

(⁴) *Comptes rendus,* **212**, 1941, pp. 682-684.

Ces mesures appellent les réflexions suivantes : la rigidité des échantillons 1, 13 et 9 (tous trois d'estuaire) est considérable, non seulement par rapport au quartz de même granulométrie, mais même aux vases. Elle est pourtant très inférieure, à peu près le quart, à celle de boues faites avec de la poudre de CO^3Ca ou des sédiments fluviaux à 80 % au moins de CO^3Ca (glaises calcaires) (5). Elle semble varier en sens inverse de l'indice des vides, par conséquent du nombre des points de contact entre les grains.

La rigidité des sédiments 12, 3 *bis* et 5, tous les trois de l'estran marin, est encore double de celle des vases, mais le tiers de celle des tangues d'estuaire. Pour l'échantillon 3 *bis*, fortement sableux, on pourrait l'attribuer à sa granulométrie, mais cette raison ne peut être invoquée pour l'échantillon 12 et surtout le 5, qui est une poudre très fine. La teneur en humus, très variable, ne saurait non plus être retenue. Seule la proportion du NaCl adsorbé semble varier en sens inverse de la rigidité et de la compacité ($1/\varepsilon$) du produit.

Le contraste entre la perméabilité des tangues ou des poudres calcaires et celle des vases ou des argiles hydrophiles peut, peut-être, s'expliquer par le fait que les particules de CO^3Ca hydrofuges ne peuvent *gonfler*.

Un dernier contraste existe entre la cohésion des boues quartzeuses et calcaires desséchées. Les premières s'écrasent sous la moindre pression, tandis que les secondes donnent de véritables roches dont la résistance à la compression est supérieure à celle des craies naturelles.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Nouvel essai de classification des différents types de structure nucléaire*. Note (1) de Mlle **Cécile Delay**, transmise par M. Alexandre Guilliermond.

Les recherches récentes (Eichhorn, Dangeard, J. Doutreligne, C. Delay) ont montré qu'il existait tous les intermédiaires entre les noyaux réticulés typiques et les noyaux euchromocentriques, et nos dernières observations, nombreuses et variées, n'ont fait que confirmer cette opinion. Dans ces conditions il nous semble qu'une classification basée sur l'importance du réseau (2) de chromatine, malgré tout ce qu'elle présente d'artificiel, ne serait pas inutile. Nous distinguerons les catégories suivantes :

Noyaux euréticulés. — Cette catégorie comprend tous les noyaux où le

---

(5) Jacques Bourcart, *Guide pratique pour la reconnaissance des roches*, Paris, 1944.

(1) Séance du 28 février 1944.

(2) On peut considérer le réseau comme formé par un ensemble de filaments chromonématiques réunis entre eux par des anastomoses, et présentant une réaction nucléale plus ou moins intense. Bien que la réalité des anastomoses ait été contestée par certains auteurs (Geitler, Teleszinsky etc.) et qu'il s'agisse plutôt d'une structure filamenteuse, ces anastomoses, même si elles ont une existence réelle, étant des formations secondaires, nous préférons conserver le terme réseau et ses dérivés qui sont simples et consacrés par l'usage.

reticulum est particulièrement important et dense (Blé, Oignon) pouvant porter des chromocentres en nombre variable (*Vicia*, *Faba* p. ex.). Les chromosomes sont de grande taille, leurs branches dépassant longuement de chaque côté du plan équatorial à la métaphase, et leur structure chromonématique étant bien visible aux autres stades de la mitose.

Noyaux réticulés. — Dans cette classe, nous placerons les noyaux dont le reticulum chromatique est encore très important (maximum chez *Pisum* et *Helianthus*). Dans cette catégorie, nous pourrons ranger aussi les noyaux où le réseau présente des plages fortement colorables voisinant avec des régions peu colorables (comme les noyaux à calotte d'*Hordeum*, *Agapanthus*, *Delphinium* etc.); cette organisation étant intermédiaire entre celle des noyaux réticulés typiques et celle des noyaux à chromocentres composés.

Noyaux semi-réticulés. — Sous ce nom, nous réunirons tous les noyaux dont le réseau est très atténué, à filaments très fins, souvent répartis d'une façon homogène dans l'espace nucléaire (*Solanum*, *Hibiscus* etc.), et contenant presque toujours des chromocentres soit en granulations compactes, soit sous forme de petites plages reticulées et offrant ainsi tous les intermédiaires vers les réseaux irrégulièrement répartis de la catégorie précédente. A la prophase, les filaments chromonématiques sont presque toujours nettement visibles. C'est ici que nous placerons les noyaux à réseau chromocentrique ou à chromocentres composés (type Bryone), où la chromatine se présente sous forme de bandes ou d'amas plus ou moins liés entre eux par de fins filaments.

Noyaux aréticulés. — Ce sont des noyaux toujours pauvres en chromocentres (au moins à l'interphase). Les noyaux *euchromocentriques*, dans lesquels, d'après Grégoire, le nombre de chromocentres est égal à celui des chromosomes, constituent un cas particulier de cette classe. Les chromosomes métaphasiques sont courts, généralement entièrement étalés dans le plan équatorial.

Il paraît difficile de dire si ces noyaux sont réellement dépourvus d'éléments filamenteux; par coagulation, sous l'action des fixateurs, le fond nucléaire peut prendre un aspect structuré; d'après Dangeard ([3]), l'enchylème des noyaux euchromocentriques contiendrait un fin réseau, invisible sur le vivant, mais pouvant être révélé par action ménagée d'une solution acétique ([4]).

L'existence de tous les intermédiaires possibles entre les noyaux réticulés typiques et les noyaux aréticulés conduit évidemment à penser qu'il ne peut exister de différences fondamentales dans l'organisation de ces divers types nucléaires, d'autant plus que, d'après de Litardière et Doulat ([5]), la structure

---

([3]) *Comptes rendus*, **212**, 1941, p. 711; *C. R. Soc. Biol.*, **136**, 1942, p. 549.

([4]) Dans des noyaux soumis à l'action d'une solution acétique pendant 10 minutes, après fixation au Helly et coloration au Feulgen, on observe de fins filaments colorés en rose pâle et anastomosés en réseau, mais ce reticulum offre un aspect assez différent de celui que l'on peut observer dans les noyaux semi-réticulés.

([5]) *Bull. Soc. Bot. Fr.*, **33**, 1942, p. 123; Doulat, *Thèse Sciences*, Grenoble, 1943.

chromosomique des noyaux à euchromocentres est la même que celle des chromosomes des noyaux réticulés (structure chromonématique).

Nous avons essayé de relier ces notions à celle d'*euchromatine* et d'*hétérochromatine* en faveur chez beaucoup de caryologistes : l'hétérochromatine constituant les segments chromosomiques résistant aux transformations catachromasiques, et l'euchromatine toutes les parties des chromosomes qui se sont alors transformées. On peut se demander jusqu'à quel point ces notions ont toujours un sens précis; en effet, une étude générale des structures nucléaires révèle qu'aucune différence histochimique n'existe entre la chromatine des chromocentres et celle du réseau, ou, pour exprimer la même idée sous une autre forme, entre la chromatine de la matrix et celle du chromonema; tout se passe en réalité comme si la déchromatinisation des chromosomes, lors de la catachromase, pouvait présenter tous les intermédiaires entre la disparition complète de la chromatine matricielle, la chromatine des chromonemas étant conservée (noyaux euréticulés et réticulés sans chromocentres), et, à l'extrême opposé, la disparition presque totale de la chromatine matricielle et chromonématique, certains segments chromosomiques subsistant sous forme de chromocentres, seuls vestiges discernables des chromosomes à l'intérieur du noyau quiescent (noyaux aréticulés); et, d'autre part, tous les intermédiaires existant entre les chromocentres compacts correspondant vraiment à des segments chromosomiques conservés, les chromocentres partiellement désagrégés par une disparition plus ou moins complète de la matrix et le réseau homogène résultant d'une catachromase intégrale.

GÉNÉTIQUE. — *Le pigment pourpre dans les hybrides de Blés européens, africains et canadiens.* Note de M. **Kuo-Chun Chin**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Parlant des Blés français et chinois ([1]), nous avons conclu que le pigment pourpre des hybrides correspond, une fois de plus, à une série de caractères mendéliens de distribution locale irrégulière comme dans le croisement des espèces *Tr. vulgare* et *Tr. Monococcum*, mais avec des disjonctions où *vulgare* épuré ne porte plus de traces du pigment, et il est important de savoir si ce phénomène peut être généralisé à d'autres hybrides de blés. Voici ce qui se passe dans les croisements de blés nord-africains, européens et canadiens.

En 1938 nous avons introduit en France quelques variétés de Blés chinois, 30 variétés de Blés tunisiens, 6 variétés du Maroc, quelques variétés du Canada et de l'Inde, semées à la station des Recherches Berthelot (Bellevue, S.-et-O.). Nous avons choisi de nombreuses plantes de Blés français et étrangers comme générateurs pour obtenir une centaine d'hybrides dont nous

([1]) *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 1004.

poursuivons la culture à Bellevue. À partir de 1942, pour en compléter le contrôle, nous avons semé une partie de ces hybrides aux Établissements Vilmorin, à Verrières-le-Buisson (S.-et-O.); à ce jour nous possédons la sixième génération. Après 7 ans d'observation nous avons quelques résultats précis relatifs à la transmission du pigment pourpre dans une série d'hybridations de Blés français et étrangers, et l'essentiel est que le phénomène de transmission se maintient sans modification; nous citons quelques cas, d'ailleurs rares, dans la série des hybrides obtenus :

A. ♀ Blé P. L. M. n° 1 × ♂ T. 105 garnet × (Allora × Florenee) 12104/L. La mère de ces hybrides est un blé tendre *Tr. vulgare* var. P. L. M. n° 1 qui, après castration, a été pollinisée avec un autre Blé tendre *Tr. vulgare*, var. T. 105 garnet × (Allora × Florence) 12104/L, ce dernier froment, nord-africain. Le P. L. M. 1 est une sélection de M. Crépin, obtenu en 1927 du blé de pays (dijonnais) appelé *Mouton*. Le père vient du Service botanique et agronomique (Ariana) de Tunisie, où M. Bœuf a fait une série de travaux de génétique sur l'amélioration des Blés nord-africains. Le P. L. M. n° 1 présente pas mal de couleur pourpre sur les plantules, un peu de pourpre au-dessous des nœuds, beaucoup sur les portions nues des chaumes, moins de couleur pourpre sur les parties recouvertes par les gaines des feuilles. Le père de ces hybrides porte aussi la couleur pourpre sur ses plantules, sur ses tiges nues, cette fois sur les gaînes des feuilles.

L'hybride de ces deux blés fournit des descendants présentant, au point de vue de la pigmentation, divers aspects que nous répartissons en trois groupes :

A*a*. Une première lignée porte un peu de couleur pourpre sur les plantules, beaucoup sur les tiges nues (partie non couverte par les gaines de feuilles), sur les gaines des feuilles qui entourent intimement les tiges (chaumes); au-dessous des nœuds apparaît la couleur pourpre très foncée.

A*b*. Deuxième lignée, pas mal de pourpre sur les plantules, un peu sur le dernier entrenœud précédant l'épi, beaucoup sur la partie moyenne, moins sur la base du chaume.

A*c*. Troisième lignée, presque pas de pigment pourpre sur les plantules ni sur les chaumes, ni sur les gaines de feuilles. Le phénomène de disjonction de la couleur pourpre est très net dans ces hybrides.

B. ♀ Blé blanc Sisonili × ♂ P. L. M. n° 1. Ces deux Blés m'ont été remis par les services de l'École nationale d'Agriculture de Grignon; la mère de cet hybride ne porte aucune trace de couleur pourpre ni sur les plantules, ni sur les tiges, ni sur les feuilles. Le père a été décrit dans le premier cas. Après croisement, les descendants de seconde génération présentent divers aspects comme dans le premier cas A, mais un point lui est spécial et digne d'être noté : c'est un anneau de couleur pourpre qui apparaît au-dessous du nœud de certains chaumes, présent surtout dans la portion moyenne. Le phénomène de la disjonction de la couleur pourpre y est très net comme dans le premier cas.

C. ♀ Canada pionnier × ♂ Pusa 4-1076/5/4. La mère de ces hybrides est un Blé américain *Tr. vulgare* var. Canada pionnier, et l'échantillon me fut remis par l'Institut des recherches agronomiques de Versailles; nous l'avons fécondée avec le blé tendre tunisien *Tr. vulgare* var., Pusa 4-1076/5/4, provenant du Service botanique et agronomique (Ariana) de Tunisie. Nous ne trouvons aucune trace de couleur pourpre ni sur les plantules, ni sur les tiges, ni sur les feuilles chez la mère blé Canada pionnier; le père tunisien, au contraire, en présente très peu sur les plantules, un peu au-dessous des nœuds. Après croisement nous avons obtenu des descendants présentant aussi divers aspects, notamment pour deux lignées choisies; les plantules portent un peu de couleur pourpre, et la partie moyenne de chaumes beaucoup plus dans un cas, alors que dans l'autre on ne trouve aucune trace de couleur pourpre, ni sur les plantules, ni sur les chaumes, ni sur les feuilles. Le phénomène de disjonction de la couleur pourpre est ici très net, plus encore que dans les deux premiers cas; cette ségrégation, réalisée à la seconde génération, se maintient depuis 1939.

En conclusion, le pigment pourpre des hybrides de Blés correspond à une série de caractères mendéliens indépendants à distribution locale irrégulière et dont la répartition varie selon l'origine des Blés provenant de différents continents.

AGRONOMIE ET GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Sur une relation entre la pluviosité, le drainage et l'évaporation*. Note (¹) de MM. **Stéphane Hénin** et **J. Ternisien**, présentée par M. Emmanuel de Martonne.

On possède actuellement un certain nombre d'observations, effectuées à l'aide des lysimètres, sur la répartition de la pluie en eau de drainage et eau d'évaporation. Ces deux catégories sont seules à considérer, puisque, en moyenne, le sol revient chaque année à son état initial. Cette première remarque se symbolise par la formule

$$P = D + E, \tag{1}$$

où P, D, E représentent respectivement la pluviosité, le drainage et l'évaporation exprimés en mètres d'eau.

Nous avons ensuite établi deux relations entre ces données en partant des hypothèses suivantes : 1° l'expérience montrant que l'eau ne peut pénétrer dans le sol à une profondeur donnée que si les couches supérieures ont été sensiblement saturées, on peut admettre que l'eau des faibles précipitations reste soumise à l'action de l'air et est complètement évaporée; 2° pour des pluviosités très élevées, théoriquement infinies, l'évaporation tend vers zéro,

---

(¹) Séance du 3 juillet 1944.

l'air étant sensiblement saturé dans ces conditions. Ces deux hypothèses sont implicitement contenues dans la formule

$$E = \frac{P}{1 + \gamma P^2}, \tag{2}$$

où γ est un facteur mesurant l'influence des conditions de milieu; rétention de l'eau par le sol et évaporation sous l'action du climat local. C'est ainsi que les valeurs extrêmes trouvées pour γ vont de 0,205 (Palestine) à 2,75 (Hollande) [2], faisant apparaître les conditions d'évaporation plus intenses propres au climat palestinien. Pour une même localité au Maroc, γ a varié de 1,52 pour un sable à 0,68 pour un sol argileux, exprimant le fait que le sol sableux, dont la capacité de rétention pour l'eau est plus faible, laisse infiltrer l'eau qui échappe alors à l'action de l'air, ce qui diminue l'évaporation [3]. Enfin la présence de végétation ne modifie pas l'allure des résultats, mais abaisse γ. A Versailles [4] par exemple, γ est égal à 1,71 en sol nu, et à 1 en sol cultivé, traduisant l'existence de conditions d'évaporation plus intenses. Le facteur γ paraît donc intégrer l'ensemble des conditions de milieu et permet réciproquement de le définir.

En portant dans (1) la formule (2), on en tire sans aucune hypothèse supplémentaire

$$D = \frac{\gamma P^3}{1 + \gamma P^2}, \tag{3}$$

relation entre le drainage et la pluviosité.

Les résultats expérimentaux sont généralement en accord avec ces relations, en particulier ceux qui ont été enregistrés à Rothamsted (pendant 50 ans) [5] et à Versailles [4].

Si l'on multiplie les valeurs P, D, E, obtenues dans des conditions de milieu déterminées, par $\sqrt{\gamma}$, correspondant à cette série d'observations, les équations (2) et (3) deviennent

$$E_c = \frac{P_c^3}{1 + P_c^2} \tag{2'}$$

et

$$D_c = \frac{P_c^3}{1 + P_c^2}, \tag{3'}$$

où

$$E_c = \sqrt{\gamma} E, \qquad D_c = \sqrt{\gamma} D, \qquad P_c = \sqrt{\gamma} D.$$

On obtient ainsi des équations générales exprimant toutes les observations possibles. Nous avons représenté sur le graphique ci-après les courbes correspondant aux équations (2') et (3') ainsi que quelques points expérimentaux choisis au hasard parmi ceux dont nous disposions.

---

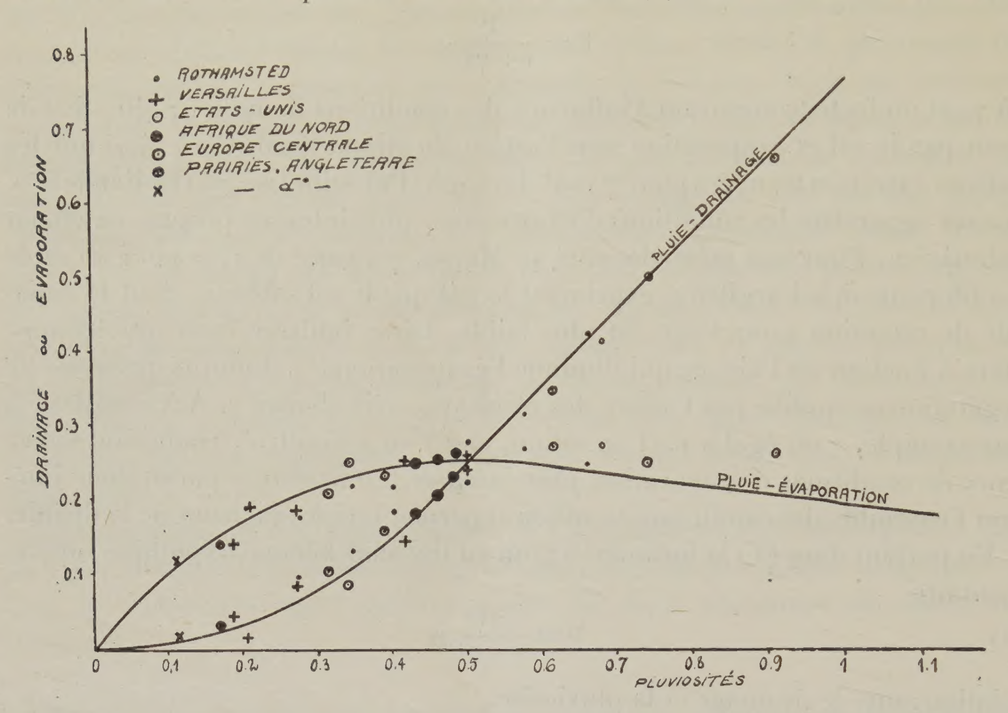
(2) Voir Mashaupt, *Verlagen van Land Bouwkundinge onderzoekingen*, n° 44, I, A, p. 97.

(3) E. Miège, *Annales agronomiques*, nouvelle série, 1937.

(4) E. Demolon et E. M. Bastisse, *Études lysimétriques appliquées à l'Agronomie*, Paris, 1942, p. 37.

(5) Voir Mashaupt, *loc. cit.*, p. 52.

On constate une analogie frappante entre ces courbes et celles qui relient le débit des fleuves à la pluviosité de leur bassin ([6]). Nous avons vérifié sur les



données de Keller ([7]) et de Coutagne et de Martonne ([8]) que nos équations sont encore applicables dans ce cas. En rapprochant ainsi les résultats des géographes et hydrologues de ceux des agronomes, nous montrons que les bassins fluviaux se comportent comme de gigantesques lysimètres, pour lesquels nos hypothèses, bien qu'approximatives, sont encore valables.

MICROBIOLOGIE. — *Influence de la concentration de l'aliment azoté sur la teneur en azote de* Sterigmatocystis nigra. Note ([1]) de M[me] **Yvonne Jacquot-Armand** et M. **R. Raveux**, présentée par M. Maurice Javillier.

Quelle influence les facteurs nutritifs exercent-ils sur l'intensité des synthèses protidiques de *Sterigmatocystis nigra*? Pour certains auteurs, la teneur azotée du mycélium présente une indépendance complète vis-à-vis des variations quantitatives de l'azote alimentaire. Pour d'autres, par contre, il existe un certain parallélisme entre le taux d'azote de la moisissure et la concentration de la source azotée. Il nous a paru intéressant de reprendre cette question en

([6]) Em. de Martonne, *Traité de géographie physique*, I, p. 461.
([7]) Voir Mashaupt, *loc. cit.*, p. 126.
([8]) *Publ. de l'Association internationale d'Hydrologie scientifique*, p. 107.

([1]) Séance du 3 juillet 1944.

recherchant si de fortes variations de l'apport azoté entraînaient des modifications dans la composition du mycélium. Cette étude a été poursuivie avec la souche 315 de l'Institut Pasteur, cultivée à 36° sur liquide de Czapek renfermant du glucose. L'aliment azoté, incorporé à trois concentrations différentes, variait dans chaque série expérimentale. Les essais ont porté sur des cultures de 2, 3, 4, 6 et 11 jours. Nous ne pouvons publier ici l'ensemble de nos résultats et nous nous bornons à quelques exemples.

Source azotée. (%).	Mycélium (poids sec) (g).	N par g./sec. (mg).	Source azotée. (%).	Mycélium (poids sec) (g).	N par g./sec. (mg).
Cultures jeunes (valeurs moyennes).					
NO^3K (2 j.)			Glycocolle (2 j.)		
0,83	0,337	49,5	2	0,390	64,5
4,15	0,277	59,3	8	0,310	77
11,6	0,187	72	15	0,202	90,1
$SO^4(NH^4)^2$ (2 j.)			Asparagine (3 j.)		
0,5	0,496	37	2	0,335	50,7
2,5	0,476	49,2	7	0.494	65,1
7	0,346	56	13	0,546	69,2
NO^3NH^4 (2 j.)			Peptone (6 j.)		
0,3	0,402	58,2	3	0,264	58,5
1,5	0,343	54,5	12	0,539	70,7
4,25	0,224	50,6	22	0,307	76,7
Cultures plus âgées (valeurs moyennes).					
NO^3K (4 j.)			Glycocolle (6 j.)		
0,83	0,693	38	2	0,238	50
4,15	0,747	40	8	0,236	56,3
11,6	0,507	51,5	15	0,166	60
$SO^4(NH^4)^2$ (6 j.)			Asparagine (6 j.)		
0,5	0,801	32,6	2	0,215	47,4
2,5	0,745	36,9	7	0,455	51,4
7	0,754	41,7	13	0,564	70,7
NO^3NH^4 (4 j.)			Peptone (11 j.)		
0,3	0,754	40,8	3	0,174	47,6
1,5	0,680	37,6	9	0,454	55,3
4,25	0,502	38,5	22	1,05	66,5
			30	0,880	71,2

Quel que soit l'état de développement et par conséquent le poids sec de la récolte, il existe une dépendance très nette entre la concentration de l'azote alimentaire et la teneur en azote du mycélium.

Le taux d'azote de la moisissure baisse en fonction du temps, c'est là un fait classique. Néanmoins on relève toujours les mêmes écarts significatifs chez les

cultures plus ou moins âgées. Dans un seul cas, celui du nitrate d'ammonium, l'augmentation du sel ne provoque aucun accroissement et entraîne même une légère diminution des synthèses azotées. Les travaux de R. A. Steinberg et J. D. Bowling (2) ayant au contraire prouvé que l'azote total de *Sterigmatocystis nigra* croissait linéairement avec la concentration du nitrate d'ammonium dans e milieu de culture, nous avons repris ces expériences en utilisant différentes souches. Avec la SN.76 du Muséum, nous avons retrouvé des résultats semblables à ceux des auteurs américains.

On voit donc qu'il est indispensable de préciser l'origine des souches expérimentées. Il peut exister, d'une souche à l'autre, des différences de comportement qui interdisent toutes conclusions générales et expliquent les contradictions de la littérature.

En résumé, nous avons pu observer l'influence très nette de la concentration de l'aliment azoté sur la teneur en azote de *Sterigmatocystis nigra* : plus l'aliment azoté est abondant dans le milieu, plus élevé se trouve être le taux d'azote de la moisissure. Les augmentations sont significatives et peuvent dépasser 50 %.

Par ailleurs, la richesse du mycélium en azote varie considérablement selon la nature du composé expérimenté, bien que les milieux fussent isoazotés, les conditions de culture identiques et les moisissures récoltées de poids très voisins.

Les homéothermes présentent un pourcentage d'azote total strictement fixe et indépendant des conditions alimentaires (3). Cette grande loi de l'équilibre azoté ne s'applique pas aux microorganismes.

La séance est levée à 16h15m.

A. Lx.

---

(2) *J. of Agricult. Res.*, 58, 1939, p. 717.
(3) R. Jacquot et Y. Armand, *Bull. Soc. Chim. biol.*, **24**, 1942, p. 313.

ERRATA.

—

(Séance du 15 mai 1944.)

Note de MM. *Buu-Hoï* et *Jean Lecocq*, De la chimie des inhibiteurs de carbures cancérigènes : synthèse de polyméthylbenzacridines :

Page 794, ligne 19, *au lieu de* picrate, *lire* picrate F 159°; lignes 9 et 21 en remontant, *au lieu de* diméthyl-2.3, *lire* diméthyl-2.4.